ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 31 MAI 1948.

PRÉSIDENCE DE M. Henri VILLAT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** donne lecture du décret, en date du 26 mai 1948, publié au *Journal Officiel de la République Française*, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Robert Courrier**, pour occuper la place de Secrétaire perpétuel pour les Sciences physiques, vacante par le décès de M. *Alfred Lacroix*.

Sur son invitation, M. **Robert Courrier**, prend place au Bureau et s'exprime en ces termes :

Monsieur le Président, mes chers Confrères,

On ne pose pas de candidature aux fonctions dont vous avez voulu me charger : je n'ai rien sollicité, et la confiance que vous m'avez marquée ne m'en est que plus précieuse. Sans doute mon âge a-t-il été la seule raison de votre choix : le malheur est que je ne puisse vous assurer la perpétuité de ce mérite, car le pouvoir de la biologie n'est pas encore de recréer la jeunesse quand elle s'en va.

Je vous remercie d'une bienveillance qui me va droit au cœur, mais qui n'est pas sans m'inspirer de l'inquiétude. En me désignant pour un poste tellement honorable, vous m'imposez des devoirs dont je voudrais être sûr de m'acquitter à votre satisfaction.

L'exemple de mon prédécesseur me sera un soutien, il me commande en même temps beaucoup de modestie. Je ferai de mon mieux pour ne pas trop ajouter au regret que vous avez tous éprouvé en perdant votre illustre confrère M. Alfred Lacroix, dont le nom s'est si glorieusement inscrit dans les annales de la Science, et qui a veillé aux destinées de l'Académie avec tant de maîtrise, de fermeté et d'attentif dévouement. Je salue sa mémoire avec un infini respect.

Ce qui atténue mon appréhension aujourd'hui, c'est qu'en prenant place à ce bureau, je vais m'y trouver aux côtés d'un homme dont j'ai pu, comme vous tous, admirer la noblesse de sentiments, et dont la valeur et la renommée suffiront amplement pour deux.

Je vais donc me familiariser désormais avec le maniement délicat des rouages multiples et discrets qui constituent notre organisme académique. Je consacrerai à servir l'institution le meilleur de moi-même, et M. Pierre Gauja voudra bien, sans doute, me faire bénéficier, pour l'exécution de ma tâche, de sa longue expérience de Secrétaire-archiviste.

Au temps de sa jeunesse, l'Académie des Sciences se réunissait deux fois par semaine, le mercredi et le samedi. La totalité de ses seize membres y était convoquée. Mais l'usage était qu'on distinguât entre les Sciences mathématiques dont on s'occupait le mercredi, et les expériences de physique qui avaient lieu le samedi, et qui consistaient, selon le langage du temps, en manipulations de chimie et en travaux d'histoire naturelle. Il est résulté de cette double activité les deux divisions et les deux places de Secrétaires perpétuels.

Primitivement, il n'y avait cependant qu'un seul Secrétaire, dont l'une des fonctions était de prononcer semestriellement l'éloge des Académiciens disparus. C'était non seulement un acte de piété, mais aussi l'évocation d'œuvres fécondes dont il importait de garder la mémoire. Fontenelle et Condorcet ont excellé dans cette tâche. Plus près de nous, M. Alfred Lacroix a composé une galerie de portraits dont chacun sait la haute signification.

Ces souvenirs me tourmentent. Aussi, mes chers Confrères, soyez assez bons pour songer que je ne suis ni Fontenelle, ni Condorcet, ni Alfred Lacroix; et par une robuste santé, épargnez-vous les occasions de me mettre à l'épreuve.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur deux définitions de la longitude du périhélie.* Note de M. **Jean Chazy**.

Je veux comparer dans le mouvement elliptique deux définitions de la longitude du périhélie, et ceci successivement à un point de vue théorique et à un point de vue pratique.

1. La première est la définition classique, employée notamment par Le Verrier et Tisserand. La longitude du périhélie, soit ϖ, est la somme de la longitude du nœud dans le plan de référence, soit θ, et de l'angle dans le plan de l'orbite des rayons vecteurs du nœud et du périhélie, soit g, donc est la longueur d'un arc brisé :

$$\varpi = \theta + g. \tag{1}$$

Si le mouvement est troublé par une force dérivant de la fonction perturbatrice R, les six éléments classiques a, e, i, θ, ϖ, l_0 satisfont, selon la méthode de la variation des constantes, à six équations différentielles bien connues [1], soit S le système de ces équations, et dont nous transcrirons seulement les deux

[1] Tisserand, *Traité de Mécanique céleste*, 1, p. 169.

équations en $d\theta/dt$ et $d\varpi/dt$:

$$(2)\qquad \frac{d\theta}{dt}=\frac{1}{na^2\sqrt{1-e^2}\sin i}\frac{\partial R}{\partial i},$$

$$(3)\qquad \frac{d\varpi}{dt}=\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e}\frac{\partial R}{\partial e}+\frac{\tang\frac{i}{2}}{na^2\sqrt{1-e^2}}\frac{\partial R}{\partial i}.$$

Dans la seconde définition, la longitude du périhélie, soit ϖ_1, est dans le plan de l'orbite l'angle du rayon vecteur du périhélie avec un rayon vecteur fixe, et, si le mouvement est troublé, est l'intégrale de la vitesse angulaire du rayon vecteur du périhélie dans le plan de l'orbite osculatrice. Cette seconde longitude satisfait ainsi à la relation entre différentielles

$$(4)\qquad d\varpi_1=\cos i\, d\theta+dg.$$

Des relations (1) et (4) on déduit la relation

$$d\varpi_1=d\varpi-2\sin^2\frac{i}{2}d\theta,$$

et, par combinaison des équations (2) et (3), on forme [2] l'équation en $d\varpi_1/dt$

$$(5)\qquad \frac{d\varpi_1}{dt}=\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e}\frac{\partial R}{\partial e},$$

où la dérivée $\partial R/\partial e$ a la même signification que dans l'équation (3). L'équation (5) est donc plus simple que l'équation (3), mais la comparaison des deux équations donne lieu aux remarques suivantes.

2. Au point de vue théorique, si par exemple la fonction perturbatrice R est une fonction donnée quelconque des trois coordonnées cartésiennes x, y, z et du temps t, le système différentiel S est un système d'ordre 6. Au contraire la position x, y, z et la vitesse dx/dt, dy/dt, dz/dt du point mobile, qui s'expriment en fonction des six éléments $a, e, i, \theta, \varpi, l_0$, ne peuvent s'exprimer en fonctions explicites, ni implicites des six variables $a, e, i, \theta, \varpi_1, l_0$, et ces six variables satisfont à un système différentiel, non plus d'ordre 6, mais d'ordre 7.

Donnons un exemple analogue et plus simple. Soit l'équation différentielle du premier ordre

$$\frac{dy}{dx}=f(x, y),$$

où f est une fonction donnée quelconque de x et y. La fonction z définie par la relation intégrable $dz=dy+dx$, d'où $z=y+x+k$, k désignant une cons-

---

(2) Cf. CHAZY, *La théorie de la Relativité et la Mécanique céleste*, **1**, Paris, 1928, p. 169; TIERCY, *Comité national français d'Astronomie* (Réunions tenues à Paris en octobre 1946), Orléans, 1948, p. 116.

tante arbitraire, satisfait à l'équation du premier ordre

$$\frac{dz}{dx} = f(x, z - x - k) + 1.$$

Au contraire la variable z_1 définie par la relation $dz_1 = \cos x\, dy + dx$, relation non intégrable, satisfait au système différentiel d'ordre 2

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y), \qquad \frac{dz_1}{dx} = \cos x\, f(x, y) + 1,$$

qui ne peut être remplacé par une équation du premier ordre, mais dont l'intégration se ramène à l'intégration d'une équation du premier ordre suivie d'une quadrature.

3. En pratique l'ordre du système différentiel auquel appartient l'équation en $d\varpi/dt$ ou $d\varpi_1/dt$ n'importe pas, car on emploie ces équations le plus souvent pour obtenir une valeur approchée de la dérivée correspondante, en remplaçant aux seconds membres les six éléments a, e, i, θ, ϖ, l, par leurs valeurs à un instant $t = 0$, et en intégrant les expressions obtenues par rapport au temps. Dans cet emploi on constate que les seconds membres des équations (3) et (5) diffèrent par le terme $2\sin^2(i/2)(d\theta/dt)$, terme du second ordre par rapport à l'inclinaison i. Une telle différence est négligeable, sauf dans des calculs d'une précision exceptionnelle.

Rappelons notamment que cette différence a expliqué ([3]), dans la théorie des grosses planètes, un désaccord qui était apparu dans le mouvement de Mercure entre les résultats de Newcomb et ceux de Le Verrier, Hill, Doolittle. Les actions séculaires des sept autres planètes sur le périhélie de Mercure sont toutes des avances, et l'avance totale en un siècle, si l'on introduit le système des valeurs actuelles des masses, est respectivement de 529″,40; 532″,57; 529″,2117, d'après les calculs de Le Verrier, de Newcomb et de Doolittle. Mais, tandis que Le Verrier et Doolittle comptent la longitude du périhélie selon la définition classique, Newcomb a adopté la seconde définition donnée plus haut, de sorte que pour la comparaison le nombre de Newcomb doit être corrigé de la valeur résultant en un siècle du terme $2\sin^2(i/2)(d\theta/dt)$, soit de — 3″,35, donc doit être réduit à 529″,22. La considération de ce terme du second ordre est donc essentielle; elle établit l'acord des trois calculs, au total et aussi dans le détail, et par différence donne une valeur précise de l'avance du périhélie de Mercure observée par rapport à l'avance calculée dans la théorie newtonienne des planètes.

([3]) Cf. *Comptes rendus*, **182**, 1926, p. 1134.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la possibilité de mettre en évidence le moment magnétique propre des particules à spin.* Note de M. **Louis de Broglie**.

De récentes recherches de M. Jean Thibaud ont ramené l'attention sur la question de savoir s'il est possible de mettre en évidence le moment magnétique propre d'une particule de spin 1/2 par des expériences où l'on peut attribuer des trajectoires à ces particules. Deux modes de raisonnement, l'un dû à M. Bohr [1] et faisant intervenir les incertitudes d'Heisenberg, l'autre dû à M. Pauli [2] et utilisant le passage des équations d'ondes de Dirac à l'approximation de l'optique géométrique, indiquent l'impossibilité de cette mise en évidence, mais il semble bien que ces raisonnements soient en défaut dans le cas de particules de très faible masse animées de vitesses voisines de celle de la lumière.

Nous reprendrons d'abord le premier type de raisonnement en envisageant un cas particulier et en utilisant des indications données récemment [3] par M. Thibaud. Soit un faisceau monocinétique parallèle des particules considérées, la vitesse des particules étant dirigée suivant Ox et les dimensions transversales du faisceau étant Δy et Δz. Les particules de charge ε et de masse propre m_0 sont soumises à l'action d'un champ magnétique partout parallèle au plan yOz. L'action laplacienne du champ sur la particule se traduit par l'existence suivant Oz d'une force égale à $(\varepsilon/c)v\mathrm{H}_y$ tandis que l'action du gradient de champ sur le moment magnétique propre $\mathfrak{M}$ de la particule donne lieu suivant Oz à la force $\mathfrak{M}_z(\partial\mathrm{H}_z/\partial z)$, force qui, compte tenu de la relation $\mathrm{div}\,\vec{\mathrm{H}} = 0$, a pour valeur absolue maxima $(\varepsilon h/4\pi m_0 c)(\partial\mathrm{H}_y/\partial y)$.

Mais le faisceau ayant une largeur Δy le long de Oy, la force laplacienne est affectée d'une incertitude égale à $(\varepsilon/c)v(\partial\mathrm{H}_y/\partial y)\Delta y$ et, pour qu'on puisse mettre en évidence l'existence du moment magnétique propre, il faut que cette incertitude soit beaucoup plus petite que la force due au gradient du champ, ce qui conduit à l'inégalité

$$\Delta y < \frac{1}{4\pi}\frac{h}{m_0 v}. \tag{1}$$

Pour les particules de vitesse faible devant celle de la lumière, le facteur $h/m_0 v$ est égal à la longueur d'onde λ de l'onde associée, et la condition (1) entraîne alors l'intervention d'une diffraction intense qui ne permet pas d'attribuer une trajectoire à la particule. L'impossibilité annoncée en résulte.

---

(1) *Voir* par exemple l'exposé de M. Pauli dans *Le Magnétisme* (*Rapports et discussions du Conseil de Physique Solvay* de 1930, 1932, p. 220).

(2) *Helvetica Physica Acta*, 5, 1932, p. 179.

(3) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 482.

Mais pour une particule animée d'une vitesse βc voisine de c, l'inégalité (1) s'écrit

$$\Delta y < \frac{1}{4\pi} \frac{\lambda}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{2}$$

et comme $\sqrt{1-\beta^2}$ est très petit, on ne peut plus affirmer que Δy soit beaucoup plus petit que λ, ce qui fait tomber la conclusion précédente.

Il est curieux de remarquer, comme l'a fait M. Thibaud, que pour une particule de vitesse voisine de c, l'inégalité (1) impose à la fente qui délimite le faisceau une largeur Δy très inférieure à $h/m_0 c$, ce qui est pratiquement irréalisable pour des électrons ($\Delta y < 10^{-10}$ cm), mais cesserait de l'être pour des particules ayant des masses très inférieures à celle de l'électron.

Reprenons maintenant la même question à l'aide du second genre de raisonnement. Nous partons des équations du second ordre de la théorie de Dirac [1] supposée applicable à la particule considérée. Dans ces équations, nous ferons la substitution $\Psi_k = a_k e^{(2\pi i/h)S}$, les a_k étant complexes et lentement variables, puis nous poserons

$$\pi_4 = \frac{1}{c}\frac{\partial S}{\partial t} - \frac{\varepsilon}{c}V, \qquad \vec{\pi} = -\operatorname{grad} S - \frac{\varepsilon}{c}\vec{A}, \tag{3}$$

V et $\vec{A}$ étant respectivement le potentiel scalaire et le potentiel vecteur.

Pour pouvoir, après substitution de l'expression des Ψ_k, séparer les termes réels des termes imaginaires, nous allons appliquer à l'équation du second ordre de Dirac l'opérateur α_4, puis multiplier par a_k^* et sommer sur k. Nous obtenons ainsi à l'approximation de l'optique géométrique, c'est-à-dire en négligeant des termes provenant de la variation des a_k, les deux équations

$$\begin{aligned}(\pi_4^2 - \pi^2)\sum_k a_k^* \alpha_4 a_k = m_0^2 c^2 \sum_k a_k^* \alpha_4 a_k &+ \frac{\varepsilon h}{2\pi c}\sum_k a_k^*(h_x i\alpha_1\alpha_4 + h_y i\alpha_2\alpha_4 + h_z i\alpha_3\alpha_4)\,a_k \\ &+ \frac{\varepsilon h}{2\pi c}\sum_k a_k^*(\mathrm{H}_x i\alpha_2\alpha_3\alpha_4 + \mathrm{H}_y i\alpha_3\alpha_1\alpha_4 + \mathrm{H}_z i\alpha_1\alpha_2\alpha_4)\,a_k,\end{aligned} \tag{4}$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\pi_4 \sum_k \alpha_k^* \alpha_4 a_k\right) + \operatorname{div}\left(\vec{\pi}\sum_k a_k^* \alpha_4 a_k\right) = 0. \tag{5}$$

Interprétons d'abord l'équation (5). A l'approximation de l'optique géométrique (Mécanique ponctuelle), on a

$$\pi_4 = \frac{m_0 c}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad \vec{\pi} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad \sum_k a_k^* \alpha_4 a_k = \rho\sqrt{1-\beta^2}, \tag{6}$$

où ρ est la densité de probabilité de présence. Après suppression du facteur m_0,

---

[1] Voir par exemple LOUIS DE BROGLIE, *Électron magnétique*, Paris, 1934, p. 141, formule (30).

l'équation (5) s'écrit

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathrm{div}\,(\rho\vec{v}) = 0. \tag{7}$$

C'est l'équation de continuité bien connue qui exprime la conservation de la probabilité de présence.

Pour interpréter l'équation (4), nous considérerons, comme nous pouvons le faire à l'approximation de l'optique géométrique, un paquet d'ondes de très petites dimensions à l'intérieur duquel π_4, π et H sont sensiblement constants et en supposant nul le champ électrique $\vec{h}$, nous obtiendrons en intégrant dans l'espace

$$\pi_4^2 - \pi^2 = m_0^2 c^2 \left[1 + \frac{2}{m_0 c^2 \sqrt{1-\beta^2}} (\vec{H}.\vec{\mathfrak{M}})\right], \tag{8}$$

$\vec{\mathfrak{M}}$ étant le moment magnétique propre de la particule. L'importance du second terme dans le crochet dépend essentiellement de la valeur du facteur $\varkappa = \varepsilon h/4\pi m_0^2 c^3$ qui, pour l'électron a la très petite valeur 10^{-14}. Donc, si β n'est pas très voisin de 1, il n'est pas possible de mettre en évidence le moment magnétique de l'électron par l'observation de sa trajectoire dans un champ magnétique inhomogène. Il peut en être autrement si β est voisin de 1 et aussi par des particules telles que le facteur $\varkappa$ prenne une plus grande valeur. Nous retrouvons les conclusions précédentes.

Revenons au faisceau de particules envisagé au début de cette Note. On peut en ce cas poser $V = A_y = A_z = 0$, $H_z = \partial A_x/\partial y$, $H_y = -\partial A_x/\partial z$. Dans le premier membre de (8), en négligeant les termes en A_x^2, on trouve un terme $(2\varepsilon/c)(m_0 v/\sqrt{1-\beta^2})A_x$ qui correspond à l'action laplacienne du champ magnétique sur la charge en mouvement, tandis que l'action du champ sur le moment magnétique fait apparaître au second membre le terme $(2m_0/\sqrt{1-\beta^2})(\varepsilon h/4\pi m_0 c)H_z$ si le moment magnétique propre est dirigé suivant Oz. En exprimant que l'incertitude sur le terme laplacien est beaucoup plus petite que le terme contenant le moment magnétique, on retombe sur l'inégalité (2).

Les deux méthodes de raisonnement nous paraissent donc conduire aux conclusions suivantes. Pour des électrons lents, il est impossible de mettre en évidence par des expériences faisant appel à la notion de trajectoire le moment magnétique propre. Pour des électrons extrêmement rapides, il n'y a plus d'impossibilité théorique, mais il y a toujours impossibilité pratique. Par contre, l'impossibilité n'existerait plus pour des particules de masse très faible (par rapport à celle de l'électron) animées de vitesse voisine de celle de la lumière.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Mise en évidence d'une action solaire sur les régions ionisées de la haute atmosphère.* Note (*) de MM. **Pierre Lejay, André Haubert** et M[lle] **Jeanne Durand.**

La corrélation entre les variations de fréquence critique à la verticale donnée par les sondages ionosphériques d'une part, l'activité solaire et l'activité magnétique d'autre part, a déjà fait l'objet de nombreuses études ([1]) qui ont mis en lumière une relation certaine, bien qu'encore assez mal définie dans le détail.

Si, au lieu de comparer, comme on l'a fait jusqu'ici, des valeurs moyennes, on porte sur un graphique, d'heure en heure, les écarts entre la fréquence critique observée en une station, et sa « valeur normale » (que nous identifierons avec la moyenne des valeurs observées à la même heure pendant un mois), on constate :

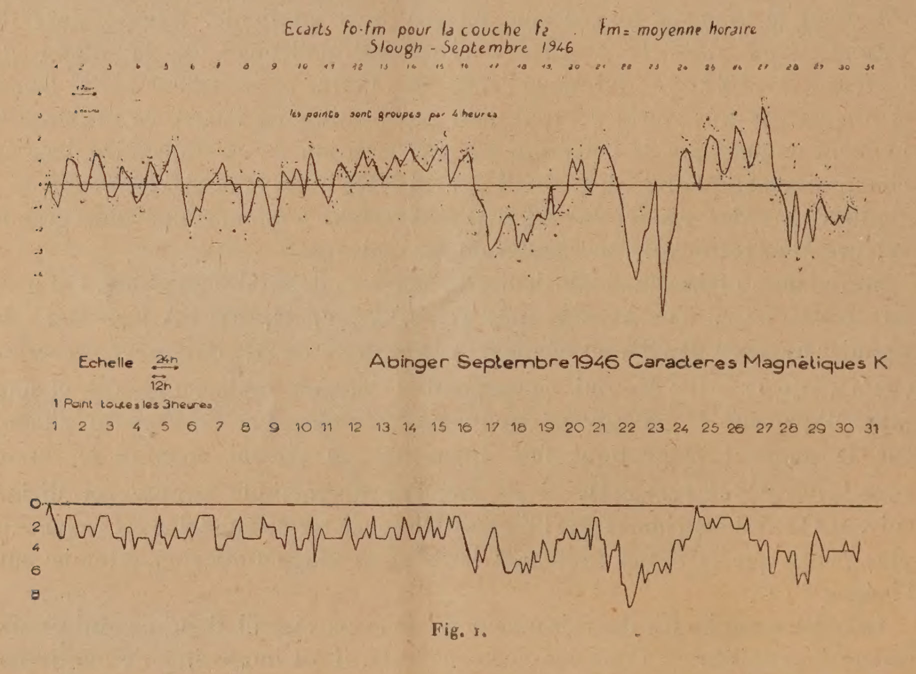


Fig. 1.

1° des variations lentes (périodes de l'ordre de plusieurs jours) dont les amplitudes notables (± 3 Mc/s et plus) s'observent aux jours d'activité magnétique maximum (*fig.* 1): 17, 18, 22, 23 et 28 septembre ([2]);

(*) Séance du 24 mai 1948.

([1]) Berkner et Seaton, *Ter. Magn.*, décembre 1940, p. 393 et 419.

([2]) Berkner, Wells et Seaton, *Ter. Magn.*, septembre 1939, p. 283.

2° des variations diurnes d'amplitude moindre (± 1 ou 2 Mc/s) se superposant aux premières. Il est remarquable que les écarts ainsi constatés sont, en général, maximum en valeur absolue au milieu du jour. Le phénomène est d'autant plus net que la perturbation est plus grande et plus régulière (*fig.* 1 : maxima des 24, 25, 26 septembre 1947; minima des 17, 18 septembre ou *fig.* 2 : minima des 5, 7, 10, 18, 19, 22 septembre).

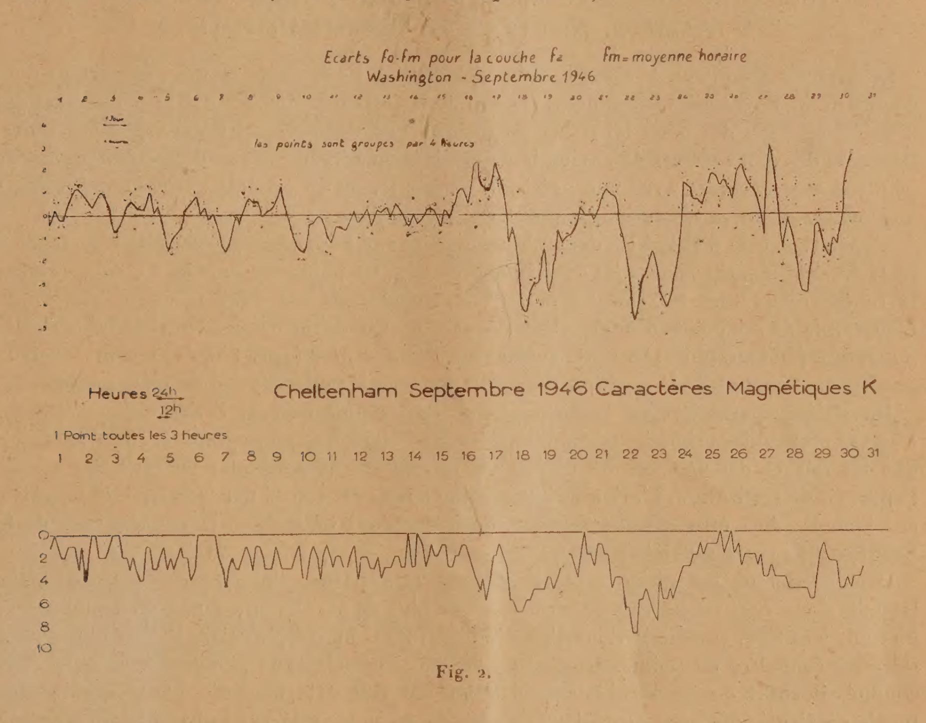


Fig. 2.

Les écarts correspondant aux tempêtes magnétiques sont, en général, de même sens en des stations éloignées (comparer les écarts à Slough, Angleterre, et Washington, le 18 septembre et les 22-23 septembre). On remarque, cependant, l'exception du 17 septembre où la fréquence critique est maximum à Washington et minimum à Slough.

Le fait que les fréquences observées sont beaucoup plus faibles au milieu du jour, lorsque la cause ionisante est déficiente (fréquences critiques basses), et qu'elles sont beaucoup plus élevées, au milieu du jour, lorsque la cause ionisante est exaltée (fréquences critiques élevées), suggère une action quasi-instantanée du Soleil.

La variation diurne constatée serait due à un rayonnement. Il faut remarquer, cependant, que les effets à quelques heures d'intervalle, en deux stations éloignées, ne sont pas *toujours* de même sens. Ainsi l'on voit sur les figures 1 et 2 que, du 4 au 9 septembre, les écarts sont de sens inverses à Washington et

à Slough, bien que, dans les deux stations, on constate un maximum ou un minimum vers midi. La dissymétrie de position de ces stations par rapport au pôle magnétique pourrait être invoquée, mais une telle explication demanderait évidemment à être précisée.

PHOTOGRAMMÉTRIE. — *Formation de l'image plastique dans les appareils de restitution.* Note (*) de M. **Georges Poivilliers**.

Le premier problème à résoudre pour l'exécution de levés de terrain, en partant d'un couple de photographies aériennes, est celui de la détermination des douze paramètres qui fixent la position des deux faisceaux perspectifs que définissent les deux photographies. Par suite des mouvements de l'avion la détermination directe de ces douze paramètres ne peut pas être effectuée avec une précision suffisante, on en connaît toutefois des valeurs approchées. Pour sa résolution, le problème est fractionné :

L'opérateur cale d'abord les deux photographies sur l'appareil de restitution de façon à pouvoir viser simultanément les deux images de tous les points du terrain. Ce calage assure la rencontre de tous les couples de rayons homologues des deux faisceaux respectifs. L'ensemble de ces points d'intersection définit une surface théoriquement semblable à celle du terrain photographié [1]. Cette surface est l'*image plastique*. L'opération ne nécessite pas la connaissance de la position de points du terrain; elle dépend de cinq paramètres.

Un sixième paramètre est la distance des deux points de vue, il détermine l'échelle. L'image est ensuite orientée, par modification du calage des photographies, de telle façon que les images des surfaces de niveau du terrain soient parallèles au plan des xy de l'appareil de restitution. L'orientement planimétrique est assuré par le calage de la feuille sur laquelle doit être effectué le tracé. Ces opérations nécessitent la connaissance de la position d'un certain nombre de points du terrain.

Dans le cas où les photographies utilisées font partie d'une bande rectiligne dans laquelle deux vues successives se recouvrent de plus de moitié, un couple quelconque peut être mis en place, comme il vient d'être indiqué. Pour un couple voisin il n'est plus nécessaire de connaître de points. La position de l'un des faisceaux perspectifs étant en effet connue, il suffit de former l'image plastique en calant la nouvelle photographie sans toucher à l'ancienne, puis de régler l'échelle de façon à conserver la hauteur du point de vue de celle-ci au-dessus du terrain. Si tout était parfait, on pourrait restituer ainsi, par *cheminement*, toute la bande de photographies en s'appuyant seulement sur des points du terrain situés dans un seul couple.

Dans la méthode usuelle de formation de l'image plastique on assure, par tâtonnements raisonnés, la visée simultanée des deux images de quelques points particuliers du terrain situés dans chacun des plans normaux à la base à ses extrémités. Ces conditions restrictives sur la position des points utilisés rendent longue et délicate la formation de l'image plastique dans le cas d'un terrain accidenté ou d'un couple de forme irrégulière. L'appréciation de la visée simultanée de deux images homologues est limitée par l'acuité visuelle de l'opé-

(*) Séance du 24 mai 1948.

(1) Sauf dans certains cas particuliers de forme du terrain G. Poivilliers, *Comptes rendus*, **198**, 1934, p, 1845.

rateur; les rayons perspectifs ne se rencontrent donc pas rigoureusement, d'où des erreurs sur la position relative des deux faisceaux et des défauts de similitude entre l'image plastique et le terrain. L'importance des erreurs de position relative est considérable dans le cheminement, car elle se répercute sur tous les couples qui suivent. Les tâtonnements imposent un effort de réflexion aux opérateurs.

La méthode exposée ci-après permet de former l'image plastique sans tâtonnements, sans restrictions sur le relief du terrain ou sur la forme du couple et en réduisant au minimum les erreurs provenant de la limite de l'acuité visuelle. Elle permet, en outre, de diagnostiquer les déformations accidentelles des faisceaux perspectifs si nuisibles à la précision des cheminements photogrammétriques aériens.

Considérons deux faisceaux perspectifs d'une même surface rapportée à un système de coordonnées trirectangulaires dont l'origine soit l'un des sommets S_1, l'axe des x étant dirigé vers l'autre sommet S_2. Dans une translation du faisceau 2 suivant l'axe des x, tous les couples de rayons homologues continuent à se rencontrer; mais l'échelle de la figure change. Dans tout autre déplacement relatif de ces faisceaux des couples de rayons homologues ne se rencontrent plus; mais chaque couple intercepte sur une parallèle à l'axe des y un vecteur $\overline{M_1 M_2}$ (*parallaxe transversale*) dont la valeur λ est fonction à la fois des coordonnées x, y, z du point M_1 et des défauts de position relative des deux faisceaux. Deux cas peuvent être considérés.

Dans le premier, les défauts de position relative sont dus à une variation d'orientement de chacun des faisceaux, qui peut être considérée comme la somme de trois rotations d'amplitude α_1, β_1, γ_1 et α_2, β_2, γ_2 autour d'axes parallèles aux directions respectives des y, x et z passant par leurs sommets. Les rotations β_1 et β_2 ayant lieu autour du même axe n'interviennent que par leur différence $\beta = \beta_2 - \beta_1$.

Dans le second cas (cheminement), le défaut de position relative est dû aux déplacements du seul faisceau 2. Ce déplacement peut être défini par trois paramètres de rotation α'_2, β, γ'_2 et par deux paramètres dy et dz de position du point de vue.

Les expressions de la parallaxe transversale λ en fonction de ces divers paramètres sont faciles à déterminer lorsque la valeur de ceux-ci est assez faible pour que les petites quantités du deuxième ordre qui leur correspondent soient négligeables. Ces expressions sont :

$$(1)\qquad \lambda = \frac{y}{z} x\alpha_1 + x\gamma_1 + \frac{y^2+z^2}{z}\beta + \frac{y}{z}(B-x)\alpha_2 + (B-x)\gamma_2,$$

$$(2)\qquad \lambda = -\frac{y}{z} dz + dy + \frac{y^2+z^2}{z}\beta + \frac{y}{z}(B-x)\alpha'_2 + (B-x)\gamma'_2.$$

B (*base*) est la valeur de l'abscisse du point S_2. La parallaxe transversale λ peut

être mesurée sur l'appareil de restitution en opérant une translation sur l'un des deux faisceaux dans la direction des y jusqu'à ce que la visée simultanée des deux images du point considéré soit possible. Cette mesure peut être répétée plusieurs fois pour un même point, la moyenne est pratiquement exempte des erreurs accidentelles de visée.

En opérant sur cinq points du couple on peut former cinq équations linéaires du type (1) ou (2), qui permettent de déterminer les erreurs de calage. La précision est améliorée si l'on utilise un nombre surabondant de points, mais le calcul est long. Il peut être réduit considérablement en remarquant que les expressions (1) et (2) peuvent être mises sous la forme

$$\lambda = \frac{y^2 + z^2}{z}\beta + \frac{y}{z}p + q, \tag{3}$$

dans lesquelles p et q sont des inconnues auxiliaires fonctions linéaires de x

$$p = x\alpha_1 + (B - x)\alpha_2 = - dz + (B - x)\alpha'_2,$$
$$q = x\gamma_1 + (B - x)\gamma_2 = \quad dy + (B - x)\gamma'_2.$$

En groupant les points dans des plans normaux à l'axe des x, on détermine des valeurs de p et de q correspondant à ces valeurs particulières de x. Ces plans peuvent être choisis arbitrairement et en aussi grand nombre que l'on veut. Les valeurs de p et de q, portées en ordonnées sur un graphique, doivent être alignées sur deux droites P et Q dont les ordonnées aux points d'abscisse $x = O$ et $x = B$ ont respectivement pour valeur

$$p_0 = B\alpha_2 = B\alpha'_2 - dz, \qquad p_B = B\alpha_1 = - dz,$$
$$q_0 = B\gamma_2 = B\gamma'_2 \quad dy, \qquad q_B = B\gamma_1 = dy.$$

Les droites P et Q doivent être tracées de façon à passer au mieux par l'ensemble des points correspondants. Ces points sont affectés d'un poids dont la valeur est d'autant plus grande que la section du terrain par le plan considéré s'écarte plus du cercle d'indétermination.

Dans le cas d'une déformation des faisceaux perspectifs, les points ne sont plus alignés. Si la déformation est systématique, les droites sont remplacées par les courbes identiques. Une anomalie accidentelle est décelable par une courbure anormale.

La méthode est applicable même en terrain montagneux. Elle permet l'exploitation de couples tronqués, tels des couples comprenant le rivage de la mer ou d'un lac. Elle ne nécessite aucun effort intellectuel de la part des opérateurs.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Constitution des peroxydes de Julian.*

Note (*) de MM. Charles Dufraisse, André Étienne et Jean Rigaudy.

Les photooxydes sont des corps formés par addition d'oxygène à un mésodiène d'acène, sous l'influence de la lumière; ils ont une constitution endoperoxydique (I)(1). Des expériences minutieuses (2) ont montré que cette oxydation était spécifiquement photochimique. Aussi notre attention a-t-elle été vivement attirée par d'importantes publications de Julian (3) où l'auteur et ses collaborateurs décrivent des peroxydes d'anthranols mésosubstitués à constitution endoperoxydique (II) et formés apparemment sans intervention de la lumière.

Ayant signalé de bonne heure ces intéressants composés, nous avions déjà émis un doute quant à leur structure (4). Les recherches que nous avons entreprises à ce sujet nous permettent aujourd'hui d'être plus catégoriques : les peroxydes de Julian sont, non pas des endoperoxydes (II), mais des hydroperoxydes (III), dans la formation desquels la lumière ne joue évidemment aucun rôle. Nous en avons fait la démonstration pour l'un d'entre eux, celui qui correspond au phénylanthranol (IV) ou à son tautomère, la phénylanthrone (V); on doit lui attribuer maintenant la formule (VII). Ceci a été établi de plusieurs manières, parmi lesquelles la plus immédiate et la plus frappante nous paraît être la synthèse de ce corps par l'une des réactions classiques de formation des hydroperoxydes, c'est-à-dire l'action du perhydrol en présence d'alcali sur le dérivé halogéné correspondant, la phénylchloranthrone (VIII). Comme rien n'autorise à penser que la structure normale de l'hydroperoxyde (VII) ait pu se transposer en structure endocyclique (VI), plus tendue, donc certainement moins stable, cette formation suffirait déjà à elle seule à faire admettre la formule ouverte pour le peroxyde de Julian.

D'autre part, les faits que Julian avait présentés à l'appui de ses vues ne permettent pas de maintenir ses anciennes conclusions. Tel est, entre autres, le passage par réduction du peroxyde à l'hydroxyphénylanthrone (IX), qui

---

(*) Séance du 3 mai 1948.

(1) Ch. Dufraisse, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 3, 1936, p. 1866; Ch. Dufraisse et [illegible], *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 191.

(2) Ch. Dufraisse, [illegible], *Comptes rendus*, 216, 1943, p. [illegible]; Ch. Dufraisse, [illegible], *Comptes rendus*, 216, 1943, p. [illegible].

(3) P. L. Julian et A. Magnani, *J. Am. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. [illegible]; P. L. Julian et W. Cole, *J. Am. Chem. Soc.*, 57, 1935, p. [illegible]; P. L. Julian, W. Cole et G. Diemer, *J. Am. Chem. Soc.*, 67, 1945, p. [illegible]; P. L. Julian, W. Cole et E. W. Meyer, *J. Am. Chem. Soc.*, 67, 1945, p. 1724.

(4) Ch. Dufraisse, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 3, 1936, p. 1866. Le même doute a été exprimé depuis par W. Bergmann et M. J. McLean, *Chem. Reviews*, 28, 1941, p. [illegible].

s'explique ici de lui-même. Telle est, encore, la scission pyrolytique (X) en anthraquinone et phénol, qui s'explique mieux avec la structure hydroperoxydique et lui apporte même un complément de preuve : elle n'est rien d'autre, en effet, que la pyrolyse d'un hydroperoxyde du type triarylméthylique, toute semblable à celle (XI) de l'hydroperoxyde de triphénylméthyle $(C_6H_5)_3COOH$, en phénol et benzophénone ([5]), c'est-à-dire suivant le type même observé par Julian.

I — II, VI R = C_6H_5 — III, VII R = C_6H_5 — IV — V R = H, VIII R = Cl, IX R = OH

X $O=C(C_6H_4)_2C(C_6H_5)(O{\cdot}OH) \longrightarrow O=C(C_6H_4)_2C=O + C_6H_5OH$

XI $(C_6H_5)_2C(C_6H_5)(O{\cdot}OH) \longrightarrow (C_6H_5)_2C=O + C_6H_5OH$

XII — XIII — XIV — XV

XVI (a ⟷ b) → XVII → VII

Une autre confirmation de l'exactitude de la formule hydroperoxydique (VII) pour le peroxyde nous fut apportée par des considérations d'isomérie. En effet, la formule endocyclique proposée par Julian représente le photooxyde hypothétique du phénylanthranol ; si cette formule était exacte, les dérivés du peroxyde devaient également être des photooxydes, en particulier son éther méthylique devait s'identifier au photooxyde de phényl-9 méthoxy-10 anthracène (XII). Or la méthylation du peroxyde de Julian dans des conditions douces a conduit à un produit incolore, $C_{21}H_{16}O_3$ (F_{inst} 149-150°), qui ne peut en rien être confondu avec le photooxyde de phényl-9 méthoxy-10 anthracène

([5]) H. Wieland et J. Maier, *Ber.*, 64, 1931, p. 1205.

obtenu par la voie normale, c'est-à-dire la photooxydation du phényl-6 méthoxy-10 anthracène (XIII). Ce photooxyde ([6]), $C_{21}H_{16}O_3$, qui se présente en cristaux incolores ($F_{décomp}$ 225°) s'apparente à tous les photooxydes de la série monoarylée, étudiés par Ch. Dufraisse, L. Velluz et Mme L. Velluz ([7]). On ne peut que lui attribuer la structure (XII); en conséquence l'éther méthylique doit se voir assigner la structure (XIV) dérivant normalement de la formule sans oxygène pontal (VII), qui est celle du peroxyde de départ.

Enfin, une dernière preuve, plus décisive encore que les précédentes, en faveur de la formule hydroperoxydique ressort de la comparaison des spectres d'absorption dans l'U.V. du peroxyde étudié et de son éther méthylique (XIV), avec ceux de corps apparentés : hydroxyphénylanthrone (IX), photooxyde de phénylméthoxyanthracène (XII), et enfin, comme corps de référence, le photooxyde de diphénylanthracène (XV). Le peroxyde de Julian (VII) et son éther méthylique (XIV) ont des spectres d'absorption très différents de ceux des peroxydes transannulaires [photooxydes (XII) et (XV)], mais, au contraire, sensiblement identiques à celui de l'hydroxyphénylanthrone (IX); ils doivent donc avoir le même squelette que ce dernier corps, c'est-à-dire être pourvus d'un carbonyle et non pas d'un pont peroxydique transannulaire.

Ayant ainsi démontré que le peroxyde n'a pas la forme transannulaire (VI), on pouvait malgré tout se demander s'il ne provenait pas de celle-ci par isomérisation; ainsi la question de structure ne se posant plus, le problème de la formation non photochimique des peroxydes transannulaires restait encore en suspens. Il importait donc de s'intéresser au mécanisme de cette autoxydation.

Julian préparait le phénylanthranol (IV) par hydrolyse du sel magnésien, mais cette technique compliquée ne se justifie pas dans ce cas, car nous avons constaté que l'énolisation directe de la phénylanthrone (V), par dissolution à chaud dans une solution alcaline suivie d'une précipitation par les acides, donne un phénylanthranol aussi facilement oxydable que lorsqu'il provient du procédé de Julian. Les meilleurs résultats ont même été obtenus tout simplement par oxydation de la solution alcaline.

Cette dernière observation, rapprochée de l'autoxydation des solutions alcalines d'anthrahydroquinone ([8]), nous a suggéré un mécanisme de cette singulière oxydation non photochimique : ce qui s'oxyderait ce serait, non pas la molécule entière (IV), mais l'anion (XVI). Cet anion, en état de mésomérie, peut réagir sous l'une quelconque de ses formes limites (par exemple XVI *a* et *b*), sans égards à la structure dont il provient. Ce serait la forme limite (XVI *b*) qui capterait l'oxygène en donnant l'anion (XVII); celui-ci se stabiliserait

---

([6]) L'étude de ce corps avait été commencée avec M. Szewczyk, qui a dû l'abandonner.

([7]) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 327; *Bull. Soc. Chim.*, (5), 4, 1937, p. 1260.

([8]) Ch. Dufraisse et R. Priou, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 6, 1939, p. 1649.

alors en reprenant le proton pour passer à l'hydroperoxyde (VII). Ainsi s'expliquerait pourquoi le peroxyde se rattache à la forme anthrone (V), bien que celle-ci ne soit pas autoxydable.

Cette interprétation, qui nous paraît la plus vraisemblable, exclut l'hypothèse d'un intermédiaire endoperoxydique de l'autoxydation. Par suite, la structure transannulaire des peroxydes des acènes doit être considérée, jusqu'à ce jour, comme d'origine uniquement photochimique.

Enfin, on a remarqué au passage une isomérie entre photooxyde (XII) et peroxyde d'origine non photochimique, du type classique (XIV), c'est, pensons-nous, le premier exemple d'isomérie de cette sorte.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur un cas d'entraînement d'un liquide visqueux.* Note de M. **Georges Bouligand**.

1. Appelant mouvement (μ) celui qu'introduit le numéro 1 de ma précédente Note (N), je reprends la décomposition de (μ) en un *transfert longitudinal* et un *courant* dans la section méridienne S du plan xOz [1]. J'écris pour ce courant le système (s) vérifié par les composantes u, w de la vitesse; prenant la densité et le coefficient de la viscosité égaux à 1, appelant D la dérivée particulaire, Δ l'empreinte sur xOz du laplacien spatial d'un champ de révolution, j'obtiens (s) sous la forme

$$Dw - \Delta w + \frac{\partial \Pi}{\partial z} = 0, \qquad Du - \left(\Delta u - \frac{u}{r^2}\right) + \frac{\partial \Pi}{\partial r} = \frac{v^2}{r}.$$

Par rapport au récipient annulaire R supposé fixe, (s) donne un (μ') à symétrie axiale, s'effectuant dans la section, sous réserve d'y prendre une force mixte de viscosité de composantes $(\Delta u - r^{-2}u, \Delta w)$ et d'introduire à côté du gradient de Π (englobant avec celui de la pression la force extérieure, supposée conservative et uniforme dans R) la force non conservative $(r^{-1}v^2, 0)$.

Il faut exprimer que les composantes u, w de la vitesse de (μ') s'annulent au contour C de S. Par suite, lorsqu'on recherche la fonction de courant ψ, il faut prendre, parmi les solutions de l'équation du quatrième ordre

$$r\mathcal{M}_2(\psi) = \frac{\partial}{\partial z}(v^2),$$

qui s'annulent initialement, une solution qui s'annule sur C ainsi que sa dérivée normale pour t positif quelconque. D'où, sous réserve de l'unicité de cette solution, le système final (F)

$$\psi = \Psi_v(P, t), \qquad v(P, t) + \frac{1}{2\pi}\iint \left[\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{1}{r^2}\frac{D(vr, \psi r)}{D(r, z)}\right]_M G(M, P)\, dS_M,$$

(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1571.

où G est la fonction de Green pour l'opérateur elliptique $(\Delta - r^{-2})$ et où la notation Ψ_{φ} rappelle que ψ dépend à chaque instant de l'ensemble des valeurs de φ dans S.

Sur ce schéma se greffent diverses questions, dont l'approximation d'une solution de (F) pour une $f(t)$ suffisamment régulière et un ε assez petit [*a priori*, l'existence pour (F) de solutions qui, faute de certaines dérivées, ne satisfont pas aux équations de Navier n'est pas exclue]. On voit qu'en prenant ε *de carré négligeable*, on n'a pas à modifier l'expression de φ obtenue dans (N). L'opérateur Δ se réduit ici au laplacien et l'opérateur $\mathcal{N}_{\varepsilon}$ à $\mathcal{F}(\Delta)$, où $\mathcal{F}$ est l'opérateur de Fourier pour le plan. On est alors conduit à calculer ψ comme solution, initialement nulle, d'une équation de la forme

$$\psi_{\mathrm{P}} + \frac{1}{2\pi}\iint_{\mathrm{S}} \left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_{\mathrm{M}} \Delta_{\mathrm{M}}\mathcal{B}(\mathrm{M}, \mathrm{P})\, d\mathrm{S}_{\mathrm{M}} = \varepsilon\,\mathcal{A}_{\varphi}(\mathrm{P}, t),$$

où $\mathcal{B}$ est la fonction de Green du problème biharmonique classique et où $\mathcal{A}$ se déduit des valeurs de φ dans S à l'instant t. Il resterait à préciser le mode de voisinage de la solution de ce problème annexe avec celle du problème principal.

2. Devant ces points à élucider, doit-on renoncer à établir des propriétés de (μ), entre autres ses caractères limites quand t croît indéfiniment, quand par exemple $f(t)$ croît en restant bornée? Ici des possibilités subsistent du fait que le symbolisme ci-dessus émane d'un stade de particularisation non exigé par la validité de certains résultats. Envisageons par exemple la question de décider si dans le mouvement déduit de (μ) *en rapportant* (L), non plus aux axes primitifs, mais *à la paroi du récipient*, l'énergie cinétique W a la propriété de tendre vers zéro sous l'influence de la viscosité.

Le théorème des forces vives justifie cette conclusion d'amortissement global (c'est-à-dire sans préjuger du devenir de la vitesse relative d'une particule), cela pour une forme quelconque du récipient R, sous réserve que les forces d'inertie introduites par le changement d'axes (on sait que la force centrifuge composée donne un travail nul) dérivent, comme la pesanteur ou plus généralement, la résultante des forces extérieures, d'un potentiel uniforme dans R, ce qui a bien lieu dans les conditions admises au n° 1 de (N). Ledit théorème soumet en effet les composantes u, v, w de la vitesse relative V (nulles à la paroi) à l'équation

$$\frac{d}{dt}\iiint_{\mathrm{R}} \mathrm{V}^2\, d\tau + \iiint_{\mathrm{R}} (\overline{\mathrm{grad}}^2 u + \overline{\mathrm{grad}}^2 v + \overline{\mathrm{grad}}^2 w)\, d\tau = 0.$$

D'après un lemme classique, la seconde intégrale dépasse celle de $\mathrm{KV}^2\, d\tau$ dans R, en appelant K un coefficient positif. D'où, pour la force vive relative W de L, une majoration du type $\mathrm{W}_0 e^{-\mathrm{K}t}$.

Malgré leur simplicité, ces remarques ont l'intérêt de souligner une situation

qu'on retrouve par exemple, sans la dénouer aussi facilement, à propos de la naissance des tourbillons envisagée à titre général et que renouvelle fréquemment l'examen d'un matériel de problèmes aux dérivées partielles, propice à des rapprochements entre la géométrie et la physique.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Étude expérimentale de la granulomatose pulmonaire provoquée par la glucine.* Note (*) de M. **Albert Policard.**

L'absorption par le poumon de poussières industrielles renfermant des composés de glucinium entraîne dans cet organe des réactions pathologiques variables, bénignes ou très sévères, précoces ou tardives, constituant une grave maladie professionnelle sur laquelle l'attention des pathologistes a été attirée en ces dernières années. Une de ces réactions particulièrement typiques est le granulome ou granulomatose béryllique, étudié récemment par Hardy et Tabershaw (1946) et par L. U. Gardner (1946), (1), (2).

J'ai pu reproduire expérimentalement chez l'animal (cobaye, rat) des lésions du même type en introduisant dans le poumon (par voie intratrachéale ou intranasale et par empoussiérage proprement dit) des poussières de glucine (hydroxyde de Gl.) du type de celle utilisée dans l'industrie pour la fabrication du glucinium (particules de moins de 3 μ). En sacrifiant en série les animaux (plus de 50) à des intervalles allant de 1 à 153 jours après l'introduction des poussières, j'ai pu suivre l'évolution dans le temps de cette granulomatose expérimentale par glucinium (beryllium).

La glucine, dans ces conditions, ne provoque aucune réaction toxique générale chez les animaux. Leur état général n'est pas modifié; l'engraissement apparaît même quelquefois amélioré.

Au bout de 24 heures on peut constater une réaction muqueuse de l'épithélium bronchiolaire, relativement moins accentuée qu'avec beaucoup d'autres poussières. Dans les trois premiers jours, on note aussi une congestion des territoires pulmonaires renfermant de la glucine. Cette congestion, réaction banale, est faible et ne donne qu'assez rarement lieu à transudations intraalvéolaires.

Après une semaine environ apparaît une nette hypertrophie et une hyperplasie des cellules alvéolaires et des cellules septales. Cette hyperplasie entraîne toujours un épaississement considérable, de nature cellulaire, des parois alvéolaires. En même temps (spécialement chez le Cobaye, plus rarement chez le Rat) les cellules alvéolaires multipliées remplissent la cavité des alvéoles, donnant l'image bien connue de l'alvéolite à monocyte. Les cellules ne sont jamais nécrosées. Elles forment, en certains points, des cellules géantes.

(*) Séance du 24 mai 1948.

(1) *J. industr. Hyg.*, 28, 1946, p. 197.

(2) *Ind. Hyg.*, Bull. n° 8; nov. 1946, p. 89.

Cette réaction mésenchymateuse a son maximum du 25ᵉ au 40ᵉ jour. Elle affecte deux formes : forme nodulaire (nodules granulomateux) si elle se localise au territoire pulmonaire restreint commandé par une bronchiole, forme de pneumonie lobaire à histiocytes si elle se généralise à un lobe entier.

L'épithélium bronchiolaire qui a repris très vite son aspect normal après sa réaction du début, montre vers le 70ᵉ jour environ une pénétration dans les nodules granulomateux. Des néoformations tubulaires des bronchioles s'introduisent dans le massif de cellules alvéolaires hyperplasiées, le canalisent en quelque sorte par une poussée adénomateuse.

Après le troisième mois environ, on peut constater dans certains nodules les signes histologiques d'un début de sclérose collagène. Cette sclérose paraît avoir une marche assez lente. Au 153ᵉ jour (durée des plus longues expériences), cette sclérose est encore très réduite.

Tel est, dans sa marche générale, et en dehors d'assez curieux détails cytologiques qui seront décrits ultérieurement, le mode de genèse de ces granulomes gluciniques (bérylliques) expérimentaux. Leur analogie avec les lésions humaines paraît indiscutable.

Ces constatations expérimentales justifient les considérations générales suivantes :

1. Introduite dans le poumon, la glucine détermine en quelques jours une hypertrophie et une hyperplasie accentuée des cellules alvéolaires, et septales, c'est-à-dire des éléments qu'on peut considérer comme mésenchymateux et et qui, pour certains, appartiennent au système réticulo-endothélial. Les cellules épithéliales bronchiolaires ne montrent au contraire aucune modification de ce genre. Ces faits doivent être rapprochés de ceux de certains observateurs qui admettent une action des composés gluciniques sur les éléments du système réticulo-endothélial : cellules de Kuppfer du foie [Comar (3)] en particulier.

2. Cette action hyperplasiante sur les histiocytes pulmonaires est cytologiquement identique, que la lésion totale affecte la forme d'une pneumonie lobaire à histiocytes, d'un nodule granulomateux ou d'un simple épaississement cellulaire des travées alvéolaires.

3. Après un temps variable, les nodules granulomateux subissent une régression du fait de deux processus histologiques : d'une part, canalisation et perméabilisation interne du fait de la poussée dans leur masse de ramifications bronchiolaires creuses revêtues d'un épithélium de type bronchique non différencié; d'autret part, sclérose collagène visible seulement après trois mois.

4. Il y a souvent une ressemblance structurale très grande entre les granulomes gluciniques, humains ou expérimentaux, et les nodules pulmonaires de la lymphogranulomatose de Besnier-Bœck. Cette ressemblance, signalée

(3) *Toxicité du béryllium-glucinium*, Thèse de Médecine, Paris, 1935.

chez l'homme par Hardy et Tabershaw (¹) et par L. U. Gardner (²) a suggéré à ces auteurs la possibilité de certains facteurs pathogéniques communs entre ces affections, la granulomatose glucinique humaine étant liée à deux facteurs, le composé de glucinium d'une part, et un autre, encore imprécisé, qui pourrait être un virus réveillé par le composé glucinique. Cliniquement séduisante, cette conception ne paraît pas appuyée par les faits apportés ici. Expérimentalement, les granulomes apparaissent chez tous les animaux soumis à l'influence de la glucine et non pas seulement chez quelques-uns, porteurs latents du virus.

DÉSIGNATIONS.

Sont délégués :

— M. **Robert Courrier**, au Premier **Congrès International de Physiopathologie de la Reproduction animale et de Fécondation artificielle**, qui aura lieu à Milan, du 23 au 30 juin 1948 ;

— M. **Gabriel Bertrand**, à la Cérémonie qui aura lieu à Stockholm, le 20 septembre 1948, à l'occasion du Centième anniversaire de la mort de **Jakob Berzelius** ;

— M. **Jacques Tréfouël**, aux Cérémonies qui auront lieu à Lille, les 19 et 20 juin 1948, pour célébrer le Cinquantième anniversaire de la fondation, par Albert Calmette, de l'**Institut Pasteur** de cette Ville.

NOMINATIONS.

M. **Jean Becquerel** est désigné pour faire une *Lecture* en la Séance publique solennelle des cinq Académies, le 25 octobre 1948.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre de la Section de Botanique, en remplacement de M. *Pierre-Augustin Dangeard*, décédé.

Le nombre de votants étant 54, le scrutin donne les résultats suivants :

	Nombre de suffrages	
	1ᵉʳ tour.	2ᵉ tour.
M. Raoul Combes	23	29
M. Lucien Plantefol	15	17
M. Albert Goris	13	7
M. Antoine de Cugnac	1	
Bulletins blancs	2	1

M. **Raoul Combes** ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation de M. le Président de la République.

CORRESPONDANCE.

M. **André Danjon** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section d'Astronomie, par le décès de M. *Henri Deslandres*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Maxime Lamotte. *Introduction à la Biologie quantitative* (présenté par M. Caullery).

2° *Homenaje de la Universidad de La Habana a D. Justo Sierra* 17 *de marzo de* 1945.

Il signale également deux Ouvrages polycopiés :

1° *Les Actions à distance. Les Forces électrostatiques et la Gravitation. Relation* $G = 2/9(Nm)^2$, par R. d'Aubry de Puymorin;

2° Union Géodésique et Géophysique internationale. Association de Météorologie. *Réunion d'Oslo* (1948). *Programme et Résumé des Mémoires*.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Une propriété arithmétique des faisceaux linéaires de courbes de genre* 1. Note (*) de M. **André Néron**, présentée par M. Gaston Julia.

Le problème de la construction de cubiques ayant dans un corps un rang donné r a fait l'objet de travaux récents de A. Wiman ([1]) qui obtient en particulier des solutions pour $r=5$ et $r=6$ dans le corps des nombres rationnels ordinaires.

L'étude qui suit me permet de démontrer l'existence de cubiques de rang $r \geq 8$ passant par 8 points rationnels arbitraires du plan, à la seule condition que 3 quelconques d'entre eux ne soient pas en ligne droite, ni 6 sur une même conique.

1. Pour que n points A_i formant un système A sur une cubique C soient dépendants, il faut et il suffit que l'une des deux conditions suivantes soit remplie :

(*) Séance du 24 mai 1948.

([1]) *Acta Mathematica*, 76 et 77.

a. Les A_i, affectés des multiplicités α_i, constituent l'intersection complète de C avec une courbe algébrique Γ. Nous écrirons

$$\Sigma\alpha_i A_i = 0. \tag{1}$$

b. On peut trouver une décomposition de A : $A = A' + A''$ et un système B tels que

$$\Sigma\alpha'_i A'_i + \Sigma\beta_i B_i = \Sigma\alpha''_i A''_i + \Sigma\beta_i B_i = 0$$

(A'_i, A''_i, B_i, éléments respectifs de A', A'', B). Nous écrirons : $\Sigma\alpha'_i A'_i - \Sigma\alpha''_i A''_i = 0$, relation qui est encore du type (1). Cette écriture est compatible avec les propriétés de l'addition. Remarquons que l'on a nécessairement dans les deux cas : $\Sigma\alpha_i \equiv 0 \pmod 3$.

Prenant comme domaine de rationalité un corps algébrique fini k, envisageons maintenant *le faisceau* F *des cubiques* C

$$f(x, y) + \varphi(\lambda)\, g(x, y) = 0$$

(f et g, polynomes d'ordre 3 et φ, fonction rationnelle quelconque ayant leurs coefficients rationnels). Supposons en outre que *les points de base* $A_i (i = 1, 2, \ldots, 9)$ *de* F, *formant le système* A, *sont rationnels et distincts, et que* 3 *quelconques d'entre eux ne sont pas alignés*. Le système A est de rang ≤ 8 sur C puisque l'on a $\Sigma A_i = 0$ quel que soit λ.

Théorème. — *Il existe une infinité de valeurs rationnelles de* λ *pour lesquelles le système* A *est de rang* 8 *sur* C.

Ce résultat s'étend à un faisceau linéaire de courbes de genre 1 dont aucune n'est réductible et dont on excepte un nombre fini de courbes de genre 0. Un tel faisceau, supposé à points de base rationnels, peut en effet toujours se déduire d'un faisceau de cubiques du type F par une transformation birationnelle à coefficients rationnels.

Appelons courbe (M) le lieu du point M de C défini par une équation de la forme

$$M = \Sigma m_i A_i \quad \text{avec} \quad \Sigma m_i \equiv 1 \pmod 3, \tag{2}$$

et courbe (P) le lieu des points P_1, P_2, P_3, P_4 de C définis par

$$-2P = \Sigma p_i A_i \quad \text{avec} \quad \Sigma p_i \equiv 1 \pmod 3. \tag{3}$$

Moyennant les hypothèses faites sur la disposition des A_i, j'ai obtenu les résultats suivants :

a. Les seuls points multiples des courbes (M) et (P) sont les A_i;

b. Pour des α_i non tous égaux, l'équation $\Sigma\alpha_i A_i = 0$ ne peut être vérifiée quel que soit λ, et le nombre de ses solutions est

$$\sum \frac{\alpha_i(\alpha_i - 1)}{2} - \frac{(\mu - 1)(\mu - 2)}{2}, \quad \text{en posant} \quad \Sigma\alpha_i = 3\mu,$$

c. Si les p_i ne sont pas tous de même parité, la courbe (P) est irréductible et de genre 3, sinon elle se décompose en une courbe (M) et une courbe irréductible (P′) de genre 4.

Soit une solution de $\Sigma\alpha_i A_i = 0$ pour laquelle λ est rationnel. On peut mettre cette équation sous la forme : $-2\Sigma m_i A_i = \Sigma p_i A_i$ ou, avec les notations précédentes : $P = M$ (ou $P' = M$), et la courbe (P) ou (P′) correspondante a un point rationnel commun avec C. En outre, le système des p_i peut être choisi parmi un nombre fini : $s = 2^8$ de systèmes fixes. On en déduit :

Pour que le théorème précédent soit vrai, il suffit que l'on puisse trouver λ *rationnel et tel qu'aucun des points d'intersection de* C *avec les courbes en nombre fini* (P'), (P_1), (P_2), ..., (P_{s-1}) *ne soit rationnel.*

2. Il en est bien ainsi d'après le théorème général suivant :

Théorème. — *Étant donné un ensemble fini* E *de courbes* (P) *irréductibles de genre* ≥ 1 *et une famille de courbes* C : $\Phi(x, y, \lambda) = 0$ (Φ, *polynome quelconque à coefficients rationnels*) *on peut trouver une infinité de valeurs rationnelles de* λ *pour lesquelles* C *et* E *n'ont aucun point rationnel commun.*

Je démontre ce théorème, en utilisant les résultats de A. Weil [2].

Si l'hypothèse de Mordell est exacte (toute courbe de genre > 1 n'a qu'un nombre fini de points rationnels) les courbes (P) et (P′) n'ont qu'un nombre fini de points rationnels, et le système A n'est de rang < 8 que pour un nombre fini de valeurs de λ.

3. Indépendamment de l'application au résultat précédent, l'étude des courbes (M) et (P) conduit à des résultats purement géométriques intéressants et donne, par exemple une démonstration très simple du théorème suivant de B. Gambier [3].

Étant donnés 8 points quelconques du plan, il existe une sextique unicursale admettant 7 d'entre eux pour points doubles et le dernier pour point triple; en échangeant le rôle des points, on obtient 8 sextiques. Il existe une courbe de degré 9 et une seule admettant ces points pour points triples, les tangentes en chacun étant précisément les mêmes que pour la cubique dont ce point est triple.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les noyaux singuliers symétriques.* Note de M. **Szolem Mandelbrojt**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

M. Carleman [1] a étudié les équations intégrales singulières, dont le noyau $K(x, y)$, réel et symétrique dans le carré $a \leq x \leq b$, $a \leq y \leq b$, remplit les conditions suivantes :

---

(2) *Thèse*, Paris, 1929.

(3) *Ann. Éc. Norm.*, juillet 1925.

(1) *Sur les équations intégrales singulières à noyau réel et symétrique*, Uppsala, 1923, p. 25.

A. L'intégrale

$$|K(x)|^2 = \int_a^b |K(x, y)|^2 \, dy$$

existe, et

$$\lim_{x'=x} \int_a^b |K(x, y) - K(x', y)|^2 \, dy = 0,$$

pour toute valeur de x, sauf au plus lorsque $x = \xi_\nu$ où $\{\xi_\nu\}$ est une suite n'admettant qu'un nombre fini de points limites.

B. Il existe un nombre fini de points $\eta_1, \eta_2, \ldots, \eta_m$ appartenant à la suite $\{\xi_\nu\}$ tels, qu'en désignant par I_δ l'ensemble obtenu en excluant de l'intervalle $[a, b]$ les intervalles $|x - \eta_\nu| < \delta$ ($\nu = 1, 2, \ldots, m$), l'intégrale

$$\int_{I_\delta} |K(x)|^2 \, dx$$

existe, quel que soit $\delta > 0$.

Un tel noyau sera appelé noyau C.

Si, de plus, $|K(x, y)|$ admet des noyaux itérés de tout ordre, définis pour $x \neq \xi_\nu$, $y \neq \xi_\nu$, ces noyaux appartenant à L_2 (par rapport à y, $x \neq \xi_\nu$), alors, d'après M. Carleman,

$$(1) \qquad \left| \lambda \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d_\mu \theta(x, y \mid \mu)}{\mu(\mu - \lambda)} - \sum_{\nu=1}^{2m-2} K^{(\nu+1)}(x, y) \lambda^\nu \right| \leq \frac{|\lambda|^{2m-1}}{|\sin\varphi|} \sqrt{K^{(2m)}(x, x) K^{(2m)}(y, y)},$$

où $\theta(x, y \mid \mu)$ est une fonction spectrale [2] attachée au noyau $K(x, y)$. $K^{(n)}(x, y)$ est le noyau itéré d'ordre n de $K(x, y)$, et $\lambda = |\lambda| e^{i\varphi}$.

Une droite $x = \xi_\nu$, ou $y = \xi_\nu$ est appelée droite singulière du noyau. Un point (x, y) n'appartenant à aucune droite singulière, ni à une droite limite de droites singulières, sera appelée point ordinaire du carré

$$\Delta : a \leq x \leq b, \qquad a \leq y \leq b.$$

$\{\alpha_n\}$ étant une suite de nombres réels, on notera : $(\alpha_n)^* = \overline{\text{borne}}_{k \geq n} \alpha_k$.

Nous pouvons démontrer les théorèmes suivants :

Théorème 1. — *Soit $K(x, y)$ un noyau C défini dans un carré Δ. Supposons que $|K(x, y)|$ admette des noyaux itérés de tout ordre, définis en tout point ordinaire de Δ et appartenant à L_2 (par rapport à y, si $x \neq \xi_\nu$).*

Supposons qu'en un point ordinaire (α, β) de Δ on ait

$$(2) \qquad K^{(2m)}(\alpha, \beta) = 0 \quad (m \geq 1), \qquad K^{(\lambda_n)}(\alpha, \beta) = 0 \quad (n \geq 1),$$

---

(2) *Voir* l'ouvrage de M. Carleman cité en (1).

$K^{(n)}(x, y)$ *étant le* $n^{\text{ième}}$ *noyau itéré de* $K(x, y)$, $\{\lambda_n\}$ *étant une suite d'entiers impairs.*

Posons

$$M_m(x, y) = K^{(2m)}(x, x)\,K^{(2m)}(y, y),$$
$$p_m(x, y) = \log M_{m+1}(x, y) - \log M_m(x, y),$$
$$L_n(x, y) = \frac{1}{4}\sum_{m=1}^{n}[p_m(x, y) - p_{m-1}(x, y)]\left(\frac{m}{n_m}\right)^2,$$

où n_m *est le nombre de* λ_n *inférieurs à* $2m$.

Si

(3) $$\overline{\lim}\,\frac{n}{\lambda_n} > 0,$$

et si

(4) $$\sum_1^{\infty} e^{-L_n(\alpha,\beta)} = \infty,$$

l'égalité $K^{(p)}(\alpha, \beta) = 0$ *a lieu pour tous les entiers* $p \geqq 2$.

THÉORÈME II. — *Soit* $K(x, y)$ *un noyau* C, $|K(x, y)|$ *ayant les mêmes propriétés que dans l'énoncé du théorème* I; *supposons que le noyau* $K(x, y)$ *soit continu en dehors des lignes singulières et de leurs limites, et que ce noyau soit du type positif, c'est-à-dire*

$$\int_a^b\int_a^b K(x, y)\,h(x)\,h(y)\,dx\,dy \geqq 0,$$

pour chaque fonction réelle $h(x)$ *appartenant à* L_2 *et s'annulant dans un voisinage de chaque point* $\xi\nu$.

Si (2) *a lieu,* (α, β) *étant un point ordinaire du carré, et si,* p_m *et* n_m *ayant le même sens que dans l'énoncé précédent, on a, en posant*

$$L_n^{\star}(\alpha, \beta) = \frac{1}{4}\sum_1^{m}[p_m(\alpha, \beta) - p_{m-1}(\alpha, \beta)]\left(\frac{m}{m + n_m}\right)^2,$$

la relation

(5) $$\sum e^{-L_n^{\star}(\alpha,\beta)} = \infty,$$

alors la conclusion du théorème I *subsiste.*

Remarquons que la condition (5) est moins restrictive que la condition (4). Remarquons aussi que dans le théorème II, la condition (3) n'est plus exigée.

Les démonstrations sont basées, d'une part, sur l'inégalité (1) et, d'autre part, sur un théorème général concernant les séries asymptotiques que j'ai démontré ailleurs [3].

---

[3] *Annales de l'École Normale Supérieure*, 63, 1946, p. 357.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur un théorème de M. Mandelbrojt.* Note de M. SHMUEL AGMON, présentée par M. Arnaud Denjoy.

THÉORÈME I. — *Soit $f(z)=\Sigma d_n z^n$ une série de Taylor de rayon de convergence égal à un. Soient $\{p_\nu\}$, $\{q_\nu\}$ deux suites croissantes d'entiers positifs, telles que $q_{\nu-1} < p_\nu < q_\nu$. Supposons que les conditions suivantes soient satisfaites : (a) $d_n=0$, pour $p_\nu \leq n < q_\nu$ où $q_\nu - p_\nu \geq k$, k est entier positif; (b) $p_{\nu+1}-q_\nu = O(1)$. Alors la fonction $f(z)$ a au moins $k+1$ points singuliers sur le cercle de convergence.*

Remarquons que si l'on remplace la condition b par la condition suivante : les seules singularités sur le cercle de convergence sont des pôles; on obtient, d'après un théorème connu de M. S. Mandelbrojt [1], la même conclusion. Ce dernier théorème a été généralisé par plusieurs auteurs; le nôtre peut être considéré comme une autre variation de ce théorème, où la condition supplémentaire porte sur les lacunes et non sur le type de singularité.

Pour démontrer le théorème nous considérons la famille de fonctions $\{f_k(z)\}$, définies de la manière suivante : $d_{n_k} z^{n_k} f_k(z) = f(z) - S_{n_k-1}(z)$, où $S_m(z)$ est la somme partielle de $f(z)$, et où la suite infinie $\{d_{n_k}\}$ est une suite de coefficients principaux. [Cette notion a été définie dans une Note précédente [2].] D'après un théorème énoncé dans une autre Note [3], la famille $\{f_k(z)\}$ est normale dans chaque domaine simplement connexe D, contenant l'origine, où la fonction $f(z)$ est holomorphe. On démontre aisément que, si le cercle de convergence n'est pas une coupure, chaque fonction $g(z)$, qui est la limite d'une suite infinie de fonctions de la famille, possède les propriétés suivantes : la branche principale de $g(z)$ est holomorphe à l'intérieur et à l'extérieur du cercle unitaire, et possède les développements suivants :

$$g(z)=1+\sum_1^\infty a_n z^n \qquad \text{pour} \quad |z|<1,$$

$$g(z)=\sum_1^\infty b_n z^{-n} \qquad \text{pour} \quad |z|>1,$$

où $|a_n|+|b_n|=O(1)$.

Les seuls points singuliers possibles de $g(z)$ sur le cercle de convergence sont les points singuliers de $f(z)$. D'autre part, chaque point singulier isolé sur le cercle de convergence de $g(z)$ qui est aussi un point singulier isolé sur le cercle de convergence de $f(z)$ est un pôle simple de $g(z)$. Il résulte de ces propriétés que si $f(z)$ n'a qu'un nombre fini de points singuliers sur le cercle

(1) *Annales de l'École Normale Supérieure*, 40, 1923, p. 413-462.

(2) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1673.

(3) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1497.

de convergence, chaque fonction $g(z)$ est une fonction rationnelle avec $g(0)=1$, $g(\infty)=0$, et dont tous les pôles sont simples et situés sur le cercle unitaire. Supposons maintenant que la condition (b) soit satisfaite. Alors on peut choisir une suite principale $\{d_{n_k}\}$ et une suite partielle de fonctions $f_k(z)$ tendant vers $g(z)$ telle que son développement à l'extérieur du cercle unitaire soit de la forme $g(z)=b_{k+1}z^{-k-1}+\ldots$. La fonction $g(z)$ étant rationnelle, on conclut qu'elle a au moins $k+1$ pôles. Mais chaque point singulier de $g(z)$ est aussi un point singulier de $f(z)$, ce qui nous mène au résultat cherché.

On peut aussi énoncer des théorèmes semblables, où la distance entre deux lacunes consécutives peut tendre vers l'infini. Nous nous bornons ici d'énoncer un cas très particulier d'un théorème plus général :

THÉORÈME II. — *Soit $f(z)=\Sigma d_n z^n$ une série de Taylor de rayon de convergence égal à un. Supposons que sur le cercle de convergence il n'y ait qu'un nombre fini s de points singuliers quasi isolés $z=e^{i\theta_\nu}$, $\nu=1, 2, \ldots, s$ (c'est-à-dire, il existe un nombre $\rho>1$ et un domaine Δ_ρ défini par $|z|<\rho$, $z\neq te^{i\theta_\nu}$ pour $1\leq t<\rho$, $\nu=1, 2, \ldots, s$, dans lequel la fonction $f(z)$ est holomorphe). Soit $\delta(z)$ la distance d'un point $z\varepsilon\Delta_\rho$ à la frontière de ce domaine. Supposons qu'il existe deux constantes positives h, c, telles que $f(z)=O\left((\delta(z))^{-h}\right)$, $\overline{\lim}\,|d_n|\,n^c>0$. Soient $\{p_\nu\}$ $\{q_\nu\}$ deux suites croissantes qui remplissent, d'une part, la condition (a) du théorème I, et, d'autre part, la condition (c) $p_{\nu+1}-q_\nu=o(q_\nu/\log q_\nu)$. Alors la fonction $f(z)$ a au moins $k+1$ points singuliers sur le cercle de convergence.*

Remarquons que dans ce théorème la condition (b) du théorème I est remplacée par la condition plus générale (c) mais, alors, quelques renseignements sont donnés sur la nature des singularités.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Quelques théorèmes taubériens.*

Note (*) de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

I. Dans tout ce paragraphe nous faisons les hypothèses suivantes : $\varphi(t, x)$ est une fonction réelle ou complexe définie pour t réel ≥ 0 et x réel $>a$. Pour x fixé, $\varphi(t, x)$ est une fonction de t continue pour $t\geq 0$ et à variation totale bornée sur l'intervalle $(0, +\infty)$. On a $\varphi(0, x)=1$ et $\lim_{t\to+\infty}\varphi(t, x)=0$.

$\varphi(xt, x)$ tend vers une fonction limite $K(t)$ quand x tend vers $+\infty$.

Il existe une fonction réelle $F(t)$ définie pour t réel >0, non décroissante, tendant vers des limites finies quand t tend vers 0 ou $+\infty$, et telle que, quels que soient t' et t'' satisfaisant à $0<t'<t''$, l'on a pour $x>a$

$$|\varphi(xt'', x)-\varphi(xt', x)|\leq F(t'')-F(t').$$

(*) Séance du 19 mai 1948.

$s(t)$ est une fonction réelle ou complexe définie pour t réel ≥ 0, nulle pour $t=0$ et à variation bornée sur tout intervalle fini $[0, L]$.

Nous posons

$$\delta_s(t) = \frac{1}{t}\int_0^t u\,ds(u)$$

et, λ étant une variable réelle >1,

$$w_s(\lambda) = \overline{\lim_{t\to+\infty}} \left\{ \operatorname*{Sup}_{t\leq t'\leq \lambda t} |s(t') - s(t)| \right\}.$$

Dans le cas où $s(t)$ est réelle, nous posons aussi

$$-\varpi_s(\lambda) = \underline{\lim_{t\to+\infty}} \left\{ \operatorname*{Inf}_{t\leq t'\leq \lambda t} [s(t') - s(t)] \right\}.$$

Chacune des fonctions $w_s(\lambda)$ et $\varpi_s(\lambda)$ est ou bien toujours égale à $+\infty$, ou bien toujours finie et positive, ou bien toujours nulle.

Enfin, nous désignons par $\Phi(x)$ la valeur de l'intégrale $\int_0^{+\infty} \varphi(t, x)\,ds(t)$, lorsqu'elle est convergente (ce qui a lieu pour $x > a$ dans les théorèmes 1 et 2 et la première partie du théorème 3).

Théorème 1. — *Si les intégrales* $\int_0^1 \log\frac{1}{t}\,dF(t)$ *et* $\int_1^{+\infty} \log t\,dF(t)$ *sont convergentes, lorsque* $w_s(\lambda) \leq \omega \log\lambda$ *(pour tout* $\lambda > 1$*), on a pour* $\alpha > 0$ *quelconque*

$$\overline{\lim_{x\to+\infty}} |\Phi(\alpha x) - s(x)| \leq \omega\tau(\alpha),$$

avec

$$\tau(\alpha) = \int_0^{\frac{1}{\alpha}} \frac{|k(t) - 1|}{t}\,dt + \int_{\frac{1}{\alpha}}^{+\infty} \frac{|k(t)|}{t}\,dt.$$

Théorème 2. — *Si, en plus des hypothèses du théorème précédent, la variation totale sur l'intervalle* $(0, +\infty)$ *de la fonction* $\varphi(xt, x) - K(t)$ *tend vers* 0 *pour* x *infini, lorsque* $\delta_s(t) = O[1]$ *quand* $t \to +\infty$, *on a pour tout* $\alpha > 0$

$$\overline{\lim_{x\to+\infty}} |\Phi(\alpha x) - s(x)| \leq \tau^*(\alpha) \overline{\lim_{t\to+\infty}} |\delta_s(t)| \quad \text{avec} \quad \tau^*(\alpha) = \int^{\frac{1}{\alpha}} |dG_\alpha(t)| + \int_{\frac{1}{\alpha}}^{+\infty} |dH_\alpha(t)|,$$

où

$$G_\alpha(t) = \int_0^t \frac{K(u) - 1}{u}\,du - K(t) \qquad \text{et} \qquad H\alpha(u) = \int_{\frac{1}{\alpha}}^t \frac{K(u)}{u}\,du - K(t),$$

où $\tau^*(\alpha)$ *est la variation totale sur l'intervalle* $(0, +\infty)$ *de la fonction* $G_\alpha(t)$ *définie par le*

Théorème 3. — *Supposons que les fonctions* $\varphi(t, x)$ *et* $s(t)$ *soient réelles. Alors, si* $s(t) = O[1]$ *pour* t *infini positif, et si* $\varpi_s(\lambda) = 0$, *on a :*

$$\underline{\lim_{x\to+\infty}}\, \Phi(x) \leq \underline{\lim_{t\to+\infty}}\, s(t) \leq \overline{\lim_{t\to+\infty}}\, s(t) \leq \overline{\lim_{x\to+\infty}}\, \Phi(x).$$

Si $\varphi(t, x)$ est une fonction non décroissante de t, le premier et le troisième signe $\leq$ peuvent être remplacés par $=$.

Si en outre l'intégrale $\int_1^{+\infty} \log t \, d\varphi(t, x)$ est convergente pour $x > a$ et reste bornée quand x tend vers $+\infty$, on peut remplacer l'hypothèse que $s(t) = O[1]$ par celle que $\Phi(x)$ est définie pour $x > a$ et $= O[1]$ quand $x \to +\infty$ (1).

Dans le cas où $\varphi(t, x)$ n'est pas supposée être une fonction monotone de t, si l'intégrale $\int_1^{+\infty} \log t \, |d\varphi(t, x)|$ est convergente pour $x > a$ et reste bornée quand x tend vers $+\infty$, on peut remplacer l'hypothèse $s(t) = O[1]$ par $w_s(\lambda) < +\infty$ et $\Phi(x) = O[1] (x \to +\infty)$.

II. *Application des théorèmes 1 et 2.* — Soit $\{\lambda_n\}$ une suite de nombres réels satisfaisant à $0 \leq \lambda_0 < \lambda_1 < \ldots < \lambda_n < \ldots$, $\lim_{n \to +\infty} \lambda_n = +\infty$, $\lim_{n \to +\infty} \lambda_{n+1}/\lambda_n = 1$, et soit $\{u_n\}$ une suite de nombres complexes quelconques.

a. Si $\varphi(t, x)$ satisfait aux hypothèses du théorème 1, lorsque l'on a $u_n = O[(\lambda_n - \lambda_{n-1})/\lambda_n]$ pour n infini, on a, quel que soit $\alpha > 0$,

$$(1) \qquad \overline{\lim_{x \to +\infty}} \left| \sum_0^{\infty} \varphi(\lambda_n, \alpha x) u_n - \sum_{\lambda_n \leq x} u_n \right| \leq \tau(\alpha) \overline{\lim_{n \to +\infty}} \frac{\lambda_n}{\lambda_n - \lambda_{n-1}} |u_n|.$$

b. Si $\varphi(t, x)$ satisfait aux hypothèses du théorème 2, lorsque l'on a $\sum_1^n \lambda_\nu u_\nu = O[\lambda_n]$ pour n infini, on a, quel que soit $\alpha > 0$,

$$(2) \qquad \overline{\lim_{x \to +\infty}} \left| \sum_0^{+\infty} \varphi(\lambda_n, \alpha x) u_n - \sum_{\lambda_n \leq x} u_n \right| \leq \tau^*(\alpha) \overline{\lim_{n \to +\infty}} \frac{1}{\lambda_n} \left| \sum_1^n \lambda_\nu u_\nu \right|.$$

Ajoutons que, dans les deux cas, pour chaque valeur de α, l'inégalité indiquée est la meilleure possible (2).

III. *a.* Si $\varphi(t, x) = \int_t^{+\infty} \psi(u, x) \, du$, on peut remplacer dans nos énoncés $\int_0^{+\infty} \varphi(t, x) \, ds(t)$ par $\int_0^{+\infty} \psi(t, x) s(t) \, dt$. Sous cette forme, ces énoncés subsisteraient en supposant seulement $s(t)$ *mesurable et bornée* sur tout intervalle fini $[0, L]$ à condition de définir $\delta_s(t)$ par $\delta_s(t) = (1/t) \int_0^t [s(t) - s(u)] \, du$.

---

(1) Un résultat analogue se trouve dans un mémoire de M. Ramaswami, *Proc. London Math. Soc.*, **41**, 1936, p. 408-417, th. **1**, **2**, p. 414.

(2) Pour le cas où $\varphi(t, x) = e^{-\frac{t}{x}}$, $\alpha = 1$, $\lambda_n = n$, Cf. Philip Hartman, *American Journal of Math.*, LXIX, 1947, n° **3**, p. 599-606.

b. On obtiendrait des énoncés plus généraux en appliquant les théorèmes donnés ici à l'intégrale déduite de $\int_0^1 \varphi(t, x)\,ds(t)$ par un changement de variables $t = \theta(t')$, $x = \xi(x')$.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Orthogonalité sur des familles de courbes isogrammes et sur les domaines qu'elles décrivent.* Note de M. **Noubar Arpiarian**, présentée par M. Paul Montel.

Cette Note a pour objet de préciser et de généraliser certains résultats exposés dans trois Notes récentes.

Familles de courbes isogrammes. — La définition que nous avons donnée des isogrammes intérieurs et extérieurs d'un contour de Jordan, frontière d'un domaine simplement connexe ([1]), s'étend aux courbes ouvertes quelconques pour lesquelles on sait établir une correspondance biunivoque avec la circonférence $|Z| = 1$, à l'aide d'une fonction holomorphe

$$Z = \varphi(z). \tag{1}$$

Étant donnée une telle courbe $\mathcal{C}$, nous appelons *isogrammes* de cette courbe, les courbes $\mathcal{C}_\lambda$ dont les transformées par la relation (1) sont les circonférences $|Z| = \lambda$.

Nous avons les résultats suivants.

Théorème. — *Toute courbe $\mathcal{C}$ du type défini ci-dessus possède plusieurs suites, de poids convenable, orthogonales à la fois sur elle-même et sur ses isogrammes.*

Théorème. — *Si les fonctions $f_n(z)$ sont orthogonales, de norme finie, avec le poids $\varpi(z)$, sur les courbes isogrammes de masse finie $\mathcal{C}_\lambda$, pour toutes les valeurs de λ comprises entre λ_0 et λ_1, elles sont orthogonales avec le poids*

$$\Pi(z) = \varpi(z)\,|\varphi'(z)|, \tag{2}$$

sur le domaine $\mathcal{O}_{\lambda_0\lambda_1}$, décrit par $\mathcal{C}_\lambda$ lorsque λ varie de λ_0 à λ_1, et, plus généralement, sur tout domaine partiel $\mathcal{O}_{\lambda'\lambda''}$ décrit par $\mathcal{C}_\lambda$ lorsque λ varie entre les valeurs λ' et λ'', intérieures à l'intervalle (λ_0, λ_1).

On a la formule fondamentale

$$\iint_{\mathcal{O}_{\lambda_0\lambda_1}} f_m(z)\,\bar{f}_n(\bar{z})\,\Pi(z)\,d\omega = \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} d\lambda \int_{\mathcal{C}_\lambda} f_m(z)\,\bar{f}_n(\bar{z})\,\varpi(z)\,ds. \tag{3}$$

La *masse* $\mathfrak{M}$ du domaine $\mathcal{O}_{\lambda_0\lambda_1}$ est donnée en fonction de la masse M_λ de l'isogramme $\mathcal{C}_\lambda$ par la formule

$$\mathfrak{M} = \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} M_\lambda\,d\lambda. \tag{4}$$

([1]) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 771.

La *norme superficielle* $\mathfrak{N}_n$ est liée à la norme $N_n(\lambda)$ sur les isogrammes

$$N_n(\lambda) = \frac{1}{M_\lambda} \int_{\mathcal{C}_\lambda} |f_n(z)|^2 \varpi(z)\, ds,$$

par la relation

$$\mathfrak{N}_n = \frac{1}{\mathfrak{M}} \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} M_\lambda N_n(\lambda)\, d\lambda. \tag{5}$$

Le domaine $\mathcal{D}_{\lambda_0\lambda_1}$ peut ne pas être simplement connexe.

La restriction portant sur la masse et la norme peut être en partie levée. Si le poids $\varpi(z)$ reste fini et positif dans le domaine fermé $\mathcal{D}_{\lambda_0\lambda_1}$, situé tout entier à distance finie, les nombres M_λ et $\mathfrak{M}$ ne sont ni nuls ni infinis : $N_n(\lambda)$ pourra être infiniment grand d'ordre inférieur à l'unité, par rapport à $1/(\lambda - \lambda_0)$, pour λ voisin de λ_0, par exemple, sans que $\mathfrak{N}_n$ soit infini.

Le domaine $\mathcal{D}_{\lambda_0\lambda_1}$ peut s'étendre à l'infini, soit parce que $\mathcal{C}_\lambda$ est une branche de courbe infinie, soit parce que l'on fait varier λ de 0 à l'infini.

Ces considérations permettent d'élargir le champ d'application de la méthode de recherche de fonctions orthogonales dans le domaine complexe, indiquée dans notre dernière Note [2].

Toute suite $f_n(z)$, orthogonale sur une courbe $\mathcal{C}$ avec le poids $\varpi(z)$, provient de la transformation d'une suite $\varphi_n(x)$, orthogonale sur un segment déterminé de l'axe réel, tel que le segment $(-\pi, +\pi)$, avec un poids $p(x)$.

Théorème. — *La condition nécessaire et suffisante pour que la suite $f_n(z)$, transformée de la suite $\varphi_n(x)$, et orthogonale sur la courbe $\mathcal{C}$, soit aussi orthogonale sur ses isogrammes $\mathcal{C}_\lambda$, est que la suite*

$$\varphi_n(x - i\log\lambda)$$

soit orthogonale sur le segment $(-\pi, +\pi)$ de l'axe réel, avec le poids $p(x - i\log\lambda)$, pour toutes les valeurs de λ d'un intervalle (λ_0, λ_1).

Si une suite de fonctions $f(z)$, orthogonale sur une courbe $\mathcal{C}$ et sur ses isogrammes $\mathcal{C}_\lambda$, est normée sur la courbe $\mathcal{C}$, elle ne l'est généralement pas sur ses isogrammes.

Exemples. — On trouve ainsi que les suites $\cos nz$, $\sin nz$, e^{inz}, et quelques autres, sont orthogonales au sens de Szegö sur les segments $-\pi \leqq \mathcal{R}z \leqq +\pi$, $\mathcal{I}z = -\log R$, et sur leurs isogrammes. Elles sont donc orthogonales au sens de Bochner sur un rectangle quelconque de côtés parallèles aux axes, d'abscisses extrêmes $-\pi$, $+\pi$, sans être orthogonales sur le *coutour* de ce rectangle.

La notion de domaine balayé par les isogrammes dégage donc bien un point de vue nouveau sur le lien entre l'orthogonalité linéaire et l'orthogonalité superficielle [3].

---

[2] *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1335-1337.

[3] Cf. *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 865-866.

TOPOLOGIE. — *Sur la convergence des suites d'homomorphies.* Note (*) de M. **Roman Sikorski**, présentée par M. Paul Montel.

Soient C un corps topologique ([1]) vérifiant l'axiome V et C_0, un corps arbitraire de Boole, additif au sens dénombrable. Toute transformation h de B(C) en C_0 s'appelle *homomorphie* lorsqu'on a

$$h\left(\sum_{n=1}^{\infty} A_n\right)=\sum_{n=1}^{\infty} h(A_n) \qquad \text{et} \qquad h(A'_1)=\big(h(A_1)\big)'$$

pour toute suite d'éléments $\{A_n\}$ de B(C) (A' désignant le complémentaire de A).

Convenons de dire que la suite d'homomorphies $\{h_n\}$ *converge* vers l'homomorphie h_0, en symbole $h_0=\lim\limits_{n=\infty} h_n$, lorsqu'on a

$$(1) \qquad \prod_{n=1}^{\infty} h_0(G_n)=\prod_{n=1}^{\infty}\sum_{k=0}^{\infty} h_{n+k}(G_n),$$

quelle que soit la suite d'éléments ouverts $\{G_n\}$ du corps C, assujettie à la condition $\overline{G}_{n+1}\subset G_n$, où $n=1, 2, 3, \ldots$.

Cette définition implique aussitôt qu'aucune suite d'homomorphies ne possède deux limites différentes.

Théorème 1. — *L'espace de toutes les homomorphies transformant* B(C) *en* C_0 *est un espace* L^* *au sens de Kuratowski* ([2]).

La démonstration de cet énoncé repose sur le théorème 3 de ma Note précitée, ainsi que sur le théorème suivant :

Théorème 2. — *Soit* Y *un espace métrique séparable. Soient* C_1 *et* I *respectivement : un corps additif au sens dénombrable et un idéal additif au sens dénombrable de sous-ensembles d'un ensemble* X. Y *étant supposé absolument borélien* ([3]), *à toute homomorphie transformant le corps* B(Y) (*de sous-ensemblesboréliens de* Y) *en* C_1/I, *correspond une transformation* φ *de* X *en* Y *telle que*

$$(2) \qquad h(Z)=[\varphi^{-1}(Z)] \qquad \text{pour tout} \quad Z\in B(Y).$$

La définition de la convergence d'homomorphies, exprimée par l'égalité (1),

---

(*) Séance du 24 mai 1948.

([1]) J'emploie les mêmes termes et notations que dans ma Note (*Comptes rendus*, 226, 1947, p. 1675.

([2]) *Topologie I* (*Monografie Matematyczne*, 3, 1933, p. 76-77).

([3]) On appelle ainsi les ensembles homéomorphes aux sous-ensembles boréliens du cube fondamental de Hilbert. L'hypothèse que Y est absolument borélien est essentielle. Elle est une condition nécessaire de l'existence de la fonction φ vérifiant (2) pour h, C_1 et I arbitraires. *Cf.* ma Note *On the inducing of homorphisons by mappings* (*Fundamenta Mathematicæ*, 35, 1948, théor. 4.4).

présente une généralisation de la convergence de fonctions dans le sens habituel du mot. On a, en effet, l'énoncé suivant :

THÉORÈME 3. — *Soit* $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \ldots$ *une suite de transformations de l'ensemble* X *en l'espace métrique séparable* Y.

a. En posant $h_n(Z) = \varphi_n^{-1}(Z)$, *où* $Z \in B(Y)$, *on définit une suite d'homomorphies* $\{h_n\}$ *transformant* B(Y) *en le corps de tous les sous-ensembles de* X (⁴).

b. Les conditions suivantes sont équivalentes

$$h_0 = \lim_{n=\infty} h_n \qquad \text{et} \qquad \varphi_0 = \lim_{n=\infty} \varphi_n.$$

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'extension de certaines formules intégrales aux écoulements des fluides parfaits.* Note de M. **Caïus Jacob**, présentée par M. Henri Villat.

1. Considérons un écoulement fluide incompressible, permanent et irrotationnel et soient $\vec{r}(x, y, z)$ le vecteur de position d'une particule fluide et $\vec{v}(u, v, w)$ la vitesse correspondante. Posons encore $V^2 = u^2 + v^2 + w^2$.

Soit S une surface fermée régulière, située dans le domaine de définition de l'écoulement, pour laquelle les formules de Green sont applicables; soit encore $\vec{n}$ le verseur de la normale intérieure à S. On doit à T. Levi-Civitá [1] la formule

$$(1) \qquad \frac{1}{2}\iint_S V^2 \vec{n}\, d\sigma = \iint_S (\vec{v}.\vec{n})\vec{v}\, d\sigma,$$

qui étend à l'espace à trois dimensions une formule de Blasius. Cette formule vient d'être retrouvée par M. von Mises [2] moyennant des considérations plus générales. M. von Mises a généralisé la seconde formule de Blasius en donnant l'égalité

$$(2) \qquad \frac{1}{2}\iint_S V^2 (\vec{r} \times \vec{n})\, d\sigma = \iint_S (\vec{v}.\vec{n})(\vec{r} \times \vec{v})\, d\sigma.$$

Cette formule peut être démontrée directement en partant de l'identité de

---

(⁴) Si Y est un espace métrique de puissance inférieure au premier alef inaccessible (au sens étroit), l'égalité $h(Z) = \varphi^{-1}(Z)$ [pour tout $Z \in B(Y)$] établit une correspondance biunivoque entre la classe de toutes les homomorphies h transformant B(Y) en le corps des sous-ensembles de X et la classe de toutes les transformations φ de X en Y (Cf. *ibid.*, théor. 2.4).

(¹) *Atti del R. Ist. Veneto*, 64, 1905, p. 1466; Voir aussi U. Cisotti, *Idromeccanica piana*, Milano, 1922, p. 273.

(²) *Bulletin of the American Math. Society*, 50, 1944, p. 599.

Green

$$\iiint_T \operatorname{grad} U \operatorname{grad} V\, d\tau = -\iint_S U \frac{dV}{dn}\, d\sigma - \iiint_T U \Delta V\, d\tau, \tag{3}$$

où T est le volume limité par S. Soit $\varphi(x, y, z)$ le potentiel des vitesses; et si l'on y pose $U = y\varphi'_z - z\varphi'_y$, $V = \varphi$, des transformations aisées permettent d'obtenir précisément (2) en projection sur l'axe arbitraire Ox, ce qui suffit à la démonstration de cette égalité.

2. M. von Mises a signalé une extension de la formule de Cauchy à trois dimensions. La formule obtenue n'est qu'un cas particulier de

$$\left.\begin{matrix}\vec{v}_M \\ 0\end{matrix}\right\} = -\operatorname{grad}\left(\frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{\vec{v}.\vec{n}}{r}\, d\sigma + \frac{1}{4\pi}\iiint_T \frac{\operatorname{div}\vec{v}}{r}\, d\tau\right) - \operatorname{rot}\left(\frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{\vec{n}\times\vec{v}}{r}\, d\sigma + \frac{1}{4\pi}\iiint_T \frac{\operatorname{rot}\vec{v}}{r}\, d\tau\right), \tag{4}$$

suivant que M se trouve à l'intérieur ou à l'extérieur de S. Ici r désigne la distance entre le point d'intégration Q et M. Lorsque l'écoulement est incompressible, $\operatorname{div}\vec{v} = 0$; on a alors une formule bien connue de H. Poincaré, dont M. J. Pérès [3] a donné une démonstration directe. Si l'on y fait encore $\operatorname{rot}\vec{v} = 0$, on retrouve la formule de M. von Mises. La formule (4) peut être considérée comme l'extension à l'espace de la formule de M. D. Pompeiu [4] concernant les fonctions holomorphes (α). Elle permet de ramener la résolution du problème de Poincaré-Stekloff (détermination du champ des vitesses lorsqu'on connaît celui des tourbillons) à celle d'un seul problème de Neumann et à des quadratures, alors que les méthodes de L. Lichtenstein, J. Pérès et U. Crudeli exigent la résolution de deux ou trois problèmes de Neumann.

3. Soit maintenant un écoulement permanent et irrotationnel d'un fluide compressible de masse spécifique ρ et d'équation caractéristique $p = p(\rho)$. Posons, en admettant l'absence des forces massiques,

$$K(V^2) = \rho V^2 + \frac{1}{2}\int \rho \frac{V^2}{c^2}\, d(V^2) = \int \rho\, d(V^2),$$

c étant la vitesse de propagation du son. On a alors les formules

$$\frac{1}{2}\iint_S K(V^2)\vec{n}\, d\sigma = \iint_S \rho(\vec{v}.\vec{n})\vec{v}\, d\sigma \tag{5}$$

---

(3) *Journal de Mathématiques*, 9e série, 9, 1930, p. 116.

(4) *Rendiconti del Circolo Matematico di Palermo*, 33, 1912, p. 108.

et

(6) $$\frac{1}{2}\iint_S K(V^2)(\vec{r}\times\vec{n})\,d\sigma = \iint_S \rho(\vec{v}.\vec{n})(\vec{r}\times\vec{v})\,d\sigma,$$

dont la première généralise celle de T. Levi-Cività. Nous en avons donné une démonstration antérieurement et en avons déduit l'expression du coefficient de contraction d'un jet gazeux ([5]). Pour ce qui est de (6), on peut l'obtenir en partant de (3) et en y posant $U=\rho(y\varphi'_z - z\varphi'_y)$, $V=\varphi$. On peut encore donner, des formules (1), (2), (5), (6), une démonstration plus directe, en se servant des équations d'Euler.

AÉRODYNAMIQUE. — *Détermination approchée des corrections dues aux vitesses induites dans les machines axiales à vitesse relative supersonique.* Note (*) de MM. **Raymond Siestrunck** et **Jean Fabri**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. Dans le mouvement hélicoïdal supersonique d'une surface portante, une perturbation émise en un point ne se transmet qu'à l'intérieur du conoïde caractéristique de l'équation satisfaite par le potentiel de perturbation d'un tel écoulement ([1]); le cône des tangentes de ce conoïde au point considéré n'est autre que le cône de Mach de l'écoulement relatif, dont l'ouverture dépend du nombre de Mach résultant $\mathfrak{M}=\sqrt{M^2\xi^2+m^2}$. Lorsque ce dernier est suffisamment élevé, chaque perturbation n'intéresse qu'une portion infiniment petite de l'envergure, et il est possible en première approximation d'assimiler l'écoulement au rayon ξ à l'écoulement plan autour de la grille de profils obtenue par développement de la section de la machine par le cylindre coaxial de rayon ξ.

2. Nous aurons une deuxième approximation en généralisant la méthode simplifiée de calcul de répartition des charges sur une surface portante en translation supersonique, que nous avons déjà indiquée ([2]). En ne considérant ici aussi que des pales dont le bord d'attaque est normal au vent relatif, nous ne restreindrons pas beaucoup le domaine d'application de la méthode, étant données les formes géométriques imposées aux aubes en rotation rapide par la résistance des matériaux; nous admettrons alors que toute variation locale de pente au contour de chaque profil induit, à l'intérieur du conoïde caractéristique de l'écoulement issu du point considéré, une pression dont la valeur nous est fournie par la théorie bidimensionnelle des écoulements de translation, le

---

([5]) *Atti della R. Accad. Nazionale dei Lincei,* 6e série, **27**, 1938, p. 176.

(*) Séance du 24 mai 1948.

([1]) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1430.

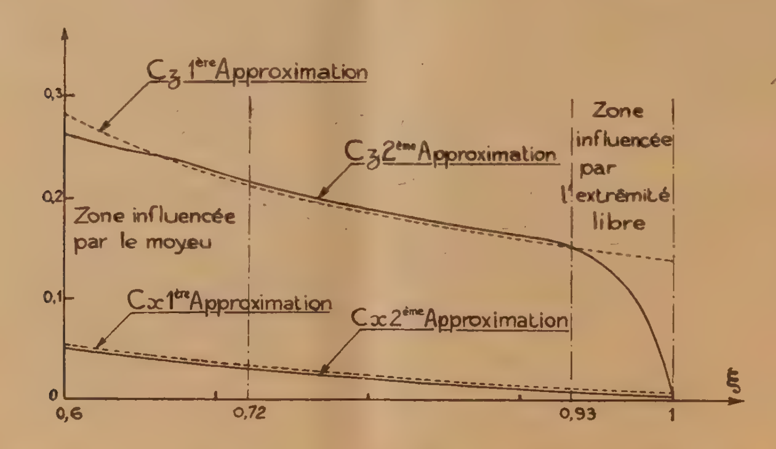
([2]) J. Fabri, *Comptes rendus,* **226**, 1948, p. 1172.

nombre de Mach de l'écoulement de comparaison étant bien entendu le nombre de Mach du profil dans son écoulement relatif; la pression totale en un point sera alors la moyenne des pressions induites par toutes les perturbations émises à l'intérieur de son avant-conoïde caractéristique : si nous posons $\beta = \sqrt{\mathfrak{M}^2 - 1}$, le coefficient de pression au point (ξ, η) de la pale sera donné par

$$C_p = \int_{-\infty}^{\eta} \frac{d\eta}{\xi_1 - \xi_2} \int_{\xi_2}^{\xi_1} \frac{2}{\beta} \frac{\partial \delta}{\partial \eta} d\xi,$$

$\delta(\xi, \eta)$ désignant la pente du contour du profil, et $\xi_1 - \xi_2$ la portion de parallèle au bord d'attaque comprise, à l'ordonnée η, à l'intérieur de l'avant-conoïde caractéristique du point considéré.

3. Nous tiendrons compte de l'effet d'un moyeu cylindrique en prolongeant la pale, vers l'axe de la machine, par une surface portante fictive au moyen d'une symétrie par rapport au plan tangent au moyeu; en un point de cette surface image, l'écoulement bidimensionnel de comparaison aura un nombre de Mach $\sqrt{M^2(2\xi_m - \xi)^2 + m^2 - 1}$, si ξ_m désigne le rayon du moyeu. De même, l'effet de limitation de l'envergure s'obtiendra en prolongeant la pale par une surface fictive symétrique du squelette de la surface portante réelle par rapport à l'axe du cône de Mach relatif marginal, et placée dans un écoulement auxiliaire de nombre de Mach $\sqrt{M^2(2 - \xi)^2 + m^2 - 1}$.



4. *Exemple.* — Soit une pale de corde constante t, ayant pour sections des losanges d'épaisseur variable, dont les angles d'ouverture sont donnés par $2\alpha = 2\alpha_0(1 - a\xi)$, a étant une constante. Dans le cas particulier : $\xi_m = 0,6$; $M = 1,6$; $m = 0,8$; $t = 0,1$; $\alpha(0,6) = 5°$, nous avons représenté (*fig.* 1) les répartitions de portance et de traînée le long de la pale, la loi de gauchissement étant telle que l'incidence soit constante en envergure et égale à 5° : les résultats de la première approximation sont indiqués en traits interrompus.

On en déduit les coefficients caractéristiques globaux (pour une pale) :

$$(C_T) \qquad \tau = 0,0248,$$
$$(C_Q) \qquad \chi = 0,0512,$$
$$\eta = 0,76.$$

ASTRONAUTIQUE. — *Complement à l'étude de l'évasion hors de l'attraction terrestre et de la gravitation autour de la Terre.* Note de M. **Robert Genty**, présentée par M. Donatien Cot.

Dans une précédente Note [1] nous avons établi une expression de la vitesse V_1 de la fusée en fin de combustion

$$(1) \qquad V_1^2 = \left[c \operatorname{Log} \frac{1}{1-\delta} - g_0 t_p\right]^2 + 2g_0 \frac{(S_1 - S_0)^2}{S_1}.$$

Nous devons préciser que cette formule ne constitue qu'une approximation puisqu'elle suppose implicitement les fonctions $t(S)$ identiques dans le cas de g constant et de $g = k/S^2$. La formule correcte ne pourrait être obtenue que par une méthode d'approximations successives.

L'équation (1) égalée selon les cas à V_ε^2 ou à V_γ^2 donne une expression $F(\delta, t_p, S_1)$ o. De la loi des espaces, établie à partir de g constant, on peut tirer une valeur de t_p qui, portée dans l'équation $F = 0$, permettra de calculer δ en première approximation.

On peut aussi opérer par voie de résolution graphique. On obtient ainsi pour une valeur de c considérée comme un maximum probable à l'heure actuelle (3870 m/s) :

Évasion........	$t_p = 380$ s	$\delta = 0,976$	pour $S_1 - S_0 = 636$ km
Gravitation.....	$t_p = 364$ s	$\delta = 0,943$	pour $S_1 - S_0 = 515$ km

A ces altitudes, la résistance de l'air est négligeable et l'évasion, comme la gravitation, par fusée, dans les conditions de la Note précitée, semblent dans le domaine des possibilités présentes.

D'autre part l'accélération γ de la fusée en fin de combustion est donnée par

$$\gamma = \frac{c}{t_p} \cdot \frac{\delta}{1-\delta} - g_1$$

(g_1 accélération de la pesanteur au point d'abscisse S_1).

Dans le cas étudié ces accélérations sont respectivement :

Évasion...............	$\gamma = 40605$ cm/s/s	soit sensiblement	41 g
Gravitation............	$\gamma = 16750$ cm/s/s	»	17 g

Ces valeurs de γ, encore que très modestes, sont inacceptables pour l'orga-

---

[1] *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1510.

nisme humain, compte tenu des moyens de protection en usage. En admettant 10 g comme limite supérieure de l'accélération supportable par l'homme dans ces mêmes conditions, les formules précédentes conduisent à des valeurs de c supérieures au maximum possible actuel.

Si nous prenons à titre d'exemple $c = 7000$ m/s et $S_1 = 1,2\,S_0$, les résultats obtenus sont, dans le cas de l'évasion :

$$t_p = 785 \text{ s}, \qquad \delta = 0,921, \qquad \gamma = 9,9\,g < 10\,g.$$

A titre indicatif si l'on effectue les calculs sans tenir compte du terme correctif de l'équation (1), les résultats précédents deviennent :

$$t_p = 800 \text{ s}, \qquad \delta = 0,925, \qquad \gamma = 10,3\,g > 10\,g,$$

d'où l'intérêt qu'il y a à tenir compte de la variation de g avec l'altitude.

ÉLASTICITÉ. — *Nouvelle méthode pour la mesure de la viscosité des métaux.* Note de M. Constantin Sălceanu, présentée par M. Aimé Cotton.

Dans une Note antérieure nous avons cité une méthode basée sur la détermination d'un décrément logarithmique [1], par laquelle les auteurs du Mémoire cité mesurent la viscosité de divers métaux. Dans la présente Note, nous indiquons comment nous avons essayé de faire cette mesure d'une manière un peu différente.

Les oscillations d'un pendule de torsion autour d'un fil métallique sont des oscillations amorties, données par l'équation

$$I\frac{d^2\theta}{dt^2} + R\frac{d\theta}{dt} + C\theta = 0,$$

où I est le moment d'inertie du pendule, C, le module d'élasticité du fil, et R le facteur d'amortissement des oscillations. La solution est $\theta = A\,e^{-\delta t}\sin(\omega t + \varphi)$ où $\delta = R/2I$. Si nous appelons T la durée nécessaire pour réduire à la moitié l'amplitude initiale des oscillations, nous aurons [2] $T = 0,7/\delta$, d'où $T = 1,4(I/R)$. D'autre part, Honda établit une relation [3] entre le facteur d'amortissement R et le coefficient de viscosité η du fil métallique de torsion $R = \pi\eta(r^4/2l)$, où r est le rayon du fil et l est la longueur du pendule de torsion. La relation qui en résulte $\eta = (2,8\,l\,I/\pi\,T\,r^4)$ permet de déterminer le coefficient de viscosité η des métaux par la mesure de la période T qui réduit à la moitié l'amplitude initiale des oscillations.

---

(1) Subrahmanian et Gunnaya, *Phil. Mag.*, 1925, p. 711; 1926, p. 1074; 1927, p. 852.

(2) Barkhausen, *Einführung in die Schwingungslehre*, 1940, p. 16.

(3) Kotaro Honda et Seibi Konno, *Phil. Mag.*, july 1921.

Le pendule de torsion était constitué par une tige mince de bois, horizontale, de 52^{cm} de longueur, ayant à ses bouts deux poids de 10^g chacun et fixée par son milieu au milieu du fil de suspension. Le fil métallique de 52^{cm} de longueur était fixé à sa partie supérieure et à la partie inférieure était enroulé sur deux poulies, de façon qu'on puisse le soumettre à diverses tractions, tout en lui conservant une longueur constante.

La période T était déterminée soit directement à l'aide de la courbe de décroissance des amplitudes en fonction du temps, soit en figurant leurs logarithmes en fonction du temps et en retranchant de la valeur minima la valeur de log 2.

La résistance de l'air n'altère que très peu l'amplitude des oscillations ([4]).

L'influence de la traction, jusqu'à 25^{kg}, s'est montrée nulle pour divers métaux.

Nous donnons quelques exemples des lectures faites sur une échelle graduée, par la méthode de Poggendorff, des amplitudes en fonction du temps ($t = 21°C.$):

	Argent. $I = 13500$ g.cm², $l = 13^{cm}$, $r = 0^{cm},0255$.							Tungstène. $I = 13500$ g.cm², $l = 13^{cm}$, $r = 0^{cm},019$.						
Ampl. (div.)...	152	136	115	93	75	66	54	152	110	73	53	41	34	25
Secondes......	0	12	30	53	75	89	118	0	11	27	43	59	70	96

On s'est imposé dans tous les cas de commencer les lectures par la même amplitude sur l'échelle graduée.

Le Tableau suivant montre les valeurs obtenues pour les viscosités des métaux étudiés ($I = 13500$ g.cm² et $l = 13^{cm}$; pour le Pb, $I = 507$ g.cm²).

	r (cm).	T (sec).	η.		r (cm).	T (sec).	η.
Al.........	0,05	41	$6,1.10^8$	Nickel......	0,025	64	64 $.10^8$
Fer........	0,03	91	21,2	Cuivre.....	0,0235	54	106
Acier......	0,03	88	21,9	Platine.....	0,0165	190	111,3
Plomb.....	0,0275	4	25,7	Tungstène..	0,019	25	481
Ag.........	0,0255	75	50,6				

Ces valeurs ne sont du même ordre de grandeur que celles des auteurs cités que pour le fer, l'aluminium et le plomb. Pour tous les autres métaux, notre méthode donne des valeurs beaucoup plus grandes que les leurs, surtout avec le tungstène pour lequel on a obtenu la plus grande valeur de tous les métaux expérimentés. En particulier, nous obtenons pour le fer et pour l'acier des valeurs de la viscosité presque égales, en montrant que le frottement intérieur est conditionné par des particules presque identiques venant en contact, cela étant en contradiction avec les données des auteurs sus-cités, qui trouvent pour l'acier une viscosité deux fois plus petite que pour le fer.

Nous avons essayé de déterminer l'influence de la température sur la viscosité de quelques métaux, en chauffant le fil métallique par un courant électrique. Le tableau suivant montre les valeurs des amplitudes lues sur l'échelle graduée

(4) J. BECQUEREL, *Cours de Physique*, 2, 1926, p. 41.

pour l'argent et pour le nickel (mêmes conditions que celles du tableau précédent, la longueur du fil étant 52^{cm}) :

	Ag. chauffé sous 3 ampères.	Ag. chauffé sous 5 ampères.
ampl.(div.)....	152-133-118-110-78-61-45	152-115-96-65-52-43-31
sec...........	0 12 23 30 60 83 112	0 18 30 60 78 96 126

	Ni chauffé sous 3 ampères.
ampl. (div.)......	152-107-83-74-60-50-43
sec...........	0 15 30 38 53 73 87

Le fer montre aussi une petite influence de la chauffe sur l'amortissement des oscillations. Sous 5 ampères le fer perd complètement son élasticité, ce qui se manifeste par un amortissement brusque des oscillations. L'acier chauffé dans les mêmes conditions cesse complètement ses oscillations. Le tungstène, sous 5 ampères, ne manifeste aucun changement. L'aluminium présente des variations très petites sous l'influence de la chauffe.

En général, l'influence de la chauffe se manifeste par un accroissement du coefficient de viscosité des métaux, contrairement à ce qui se passe dans le cas des liquides. Ainsi, pour l'argent chauffé sous 3 ampères, on obtient $\eta = 60.10^8$ et sous 5 ampères $\eta = 77,6.10^8$; pour le nickel sous 3 ampères on obtient $\eta = 111,4.10^8$.

ASTROPHYSIQUE. — *Spectre de* Nova Serpentis 1948. Note (*) de Mme **Renée Herman**, présentée par M. Bernard Lyot.

Le spectre de *Nova Serpentis* 1948 ($\alpha = 15^h 43^m,3$; $\delta = 14°31'$) a été photographié le 12 mai 1948 de 22^h à $23^h 30^m$ TU et dans la nuit du 14 au 15 mai 1948, de 22^h à 1^h TU, à l'aide d'un spectrographe à un prisme de flint de 60°, muni d'un objectif SOM-Berthiot ouvert à F/1,5, fixé sur la grande lunette de 80^{cm} de l'observatoire de Meudon. Le collimateur a une distance focale de 55^{cm} et l'objectif de chambre une distance focale de 55^{mm}, ce qui permet l'emploi d'une fente assez large. Cet instrument donne une faible dispersion : 300 Å/mm vers H_γ et 500 Å/mm environ vers H_β. L'emploi de films permet de mieux utiliser le pouvoir de résolution de l'appareil en raison de la plus grande finesse du grain des émulsions. On a utilisé les films panchromatiques *Super XX* Kodak. Malheureusement le fort chromatisme de la lunette ne permet pas de profiter complètement de l'avantage d'une émulsion panchromatique.

On observe toute une série de raies d'émission entre 5000 et 4000 Å. L'aspect des diverses raies n'est pas le même, certaines d'entre elles présentent un maximum au milieu alors que d'autres, aussi intenses sur le bord, ne présentent pas le même phénomène. C'est ainsi que 5007 a sensiblement la

(*) Séance du 24 mai 1948.

même intensité sur toute la hauteur du spectre alors que 4640 est plus intense au centre.

Il semble donc, comme l'indique d'ailleurs l'aspect de l'image, qu'il s'agisse d'une nova comportant un disque nébulaire, les raies nébulaires apparaissent sur tout le disque, tandis que les autres raies appartiennent à l'étoile centrale.

La répartition d'intensité des raies de l'étoile centrale semble indiquer que celle-ci est du type W_{N8} environ.

Le tableau suivant donne les longueurs d'onde des raies observées.

Longueurs d'onde.	Identification.		Intensité.	Observations.
5002	5007	[OIII]	10	N
4958	4959	[OIII]	4	N
4922	4922	HeI	2	–
4856	4861	Hβ	6	c
4809	4803	NII	0	–
4683	4686	HeII	8	c
4640	4640-42	NIII	10	c
4608	4607	NII	6	c
4580		–	0	–
4555	4553	SiIII	0	–
4512	4511-15	NIII	0	–
4365	4363	[OIII]	10	N
4344	4340	Hγ	2	–
–	4348	NIII	–	–
4143	4144	HeI	0	–
4126	4121	HeI	0	–
3937	3934-38	NIII	0	–

Les intensités sont notées dans une échelle arbitraire et donnent seulement une indication qualitative. Il ne peut être question de mesures en raison de la rapidité de la variation de la distance focale de l'objectif avec la longueur d'onde qui peut fausser complètement les rapports d'intensité. Dans la dernière colonne, on a indiqué par la lettre N les raies qui ont la même intensité sur toute la hauteur du spectre et par *c* celles qui présentent un maximum au centre.

J'ai photographié également un spectre sur pellicule infrarouge Kodak le 19 mai 1948 de 22^h à 24^h TU. On observe sur ce cliché un assez grand nombre de raies et un fond continu faible qui s'étend vers le rouge à partir de 5300 Å environ. L'étude détaillée de ce spectre est en cours mais, dès maintenant, on peut noter dans cette région : H_α très intense et très large (il y a probablement superposition des raies interdites 6548 et 6584 de NIII), [NII] 5755 [OI] 6300 et 5577 ainsi que HeI 5875 et quelques autres raies de NII. Il est probable que le groupe de raies interdites de OII située au voisinage de 7320 est également présent.

En résumé, les raies les plus intenses sont H_α, les raies nébulaires, NIII 4640, [NII] 5755, H_β, HeII 4686.

Cette étoile se présente comme étant au stade nébulaire, il s'agirait donc d'une nova loin de son maximum, ce qui serait en accord avec le fait que sa magnitude varie très lentement. On peut se demander s'il s'agit d'une nova classique qui aurait échappé aux observations lors de son maximum d'éclat ou s'il ne s'agit pas de la modification d'une étoile du type Wolf-Rayet. Ces étoiles très chaudes présentent des élargissements des raies d'émission et des déplacements importants des raies d'absorption vers le violet que Beals a essayé d'expliquer par l'effet Doppler dû à une éjection continue de matière à grande vitesse, éjection analogue à celle observée pour les novæ. *Nova Serpentis* 1948 est peut-être une W_{N8} dont les gaz éjectés se sont fixés sous forme de nébuleuse. L'augmentation d'éclat pourrait provenir de l'augmentation des radiations visibles de la nébulosité excitée par le rayonnement ultraviolet de l'étoile centrale.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Remarque sur l'équation de Schrödinger en coordonnées quelconques.* Note (*) de M. **Mircea Drăganu.**

Dans un Mémoire antérieur ([1]) nous avons déduit l'équation non relativiste des ondes pour un système des corpuscules libres en présence de forces d'origine magnétique à l'aide d'une méthode appliquée déjà par Schrödinger ([2]) dans le cas des corpuscules soumis seulement à l'action d'un potentiel scalaire. L'hamiltonien s'écrit en coordonnées cartésiennes de la manière suivante :

$$(1)\qquad H = \frac{\hbar^2}{2m}\left[\left(\frac{\partial\psi^*}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)+\left(\frac{\partial\psi^*}{\partial y}\right)\left(\frac{\partial\psi}{\partial y}\right)+\left(\frac{\partial\psi^*}{\partial z}\right)\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)\right] - \frac{\hbar e}{icm}\psi^*\left[\mathcal{A}_x\frac{\partial\psi}{\partial x}+\mathcal{A}_y\frac{\partial\psi}{\partial y}+\mathcal{A}_z\frac{\partial\psi}{\partial z}\right]+\left(V+\frac{e^2}{2mc^2}\vec{\mathcal{A}}^2\right)\psi^*\psi,$$

en se bornant au cas d'un seul corpuscule par raison de simplicité.

Nous voulons mettre en évidence le caractère de covariance et de contravariance des grandeurs qui interviennent dans l'expression ci-dessus. En effet, quand on passe d'un système de coordonnées à un autre, le gradient de la fonction ψ se transforme comme un vecteur covariant, c'est-à-dire

$$(2)\qquad \frac{\partial\psi}{\partial x}=\sum_k^{1,2,3}\frac{\partial\psi}{\partial q_k}\frac{\partial q_k}{\partial x},\qquad \frac{\partial\psi}{\partial y}=\sum_k^{1,2,3}\frac{\partial\psi}{\partial q_k}\frac{\partial q_k}{\partial y},\qquad \frac{\partial\psi}{\partial z}=\sum_k^{1,2,3}\frac{\partial\psi}{\partial q_k}\frac{\partial q_k}{\partial z},$$

(*) Séance du 3 mai 1948.

([1]) M. Drăganu, *Disquisitiones Math. et Phys.*, V, 1946, p. 115.

([2]) E. Schrödinger, *Ann. Phys.*, **79**, 1926, p. 748.

D'autre part, prenant en considération les composantes contrevariantes du vecteur potentiel $\vec{\mathfrak{A}}$, on a les relations de transformation

$$(3) \qquad \mathfrak{A}_x = \sum_k^{1,2,3} Q^k \frac{\partial x}{\partial q_k}, \qquad \mathfrak{A}_y = \sum_k^{1,2,3} Q^k \frac{\partial y}{\partial q_k}, \qquad \mathfrak{A}_z = \sum_k^{1,2,3} Q^k \frac{\partial z}{\partial q_k}.$$

Avec ces valeurs le carré du vecteur $\vec{\mathfrak{A}}$ devient

$$(4) \qquad \vec{\mathfrak{A}}^2 = \mathfrak{A}_x^2 + \mathfrak{A}_y^2 + \mathfrak{A}_z^2 = \sum_x^{x,y,z} \sum_{k,l}^{1,2,3} \frac{\partial x}{\partial q_k} \frac{\partial x}{\partial q_l} Q^k Q^l = \sum_{k,l}^{1,2,3} g_{kl} Q^k Q^l = \sum_{k,l}^{1,2,3} Q^k Q_k,$$

$$(5) \qquad g_{kl} = \sum_x^{x,y,z} \frac{\partial x}{\partial q_k} \frac{\partial x}{\partial q_l},$$

$$(6) \qquad g_l^k = \sum_x^{x,y,z} \frac{\partial q_k}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial q_l} = \begin{cases} 1 & \text{si } k = l \\ 0 & \text{si } k \neq l \end{cases}.$$

Si l'on introduit les valeurs ci-dessus dans l'hamiltonien (1), tenant compte encore de la relation (6), et en adoptant la convention usuelle que la double présence d'un indice signifie sommation, nous obtenons

$$(7) \qquad H = \frac{\hbar^2}{2m} g^{kl} \frac{\partial \psi}{\partial q_k} \frac{\partial \psi^*}{\partial q_l} - \frac{\hbar e}{icm} Q^k \frac{\partial \psi}{\partial q_k} \psi^* + \left(V + \frac{e^2}{2mc^2} Q^k Q_k \right) \psi \psi^* \qquad (k = 1, 2, 3).$$

Dans notre Mémoire cité plus haut le produit intérieur $Q^k Q_k$ a été noté par $\vec{Q}^2$.

De (7) par variation sous la condition

$$(8) \qquad \int D \psi^* \psi \, d\tau = 1,$$

on arrive à l'équation de Schrödinger cherchée

$$(9) \qquad \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial}{\partial q_l} \left(D g^{kl} \frac{\partial \psi}{\partial q_k} \right) + \frac{\hbar e}{icm} D Q^k \frac{\partial \psi}{\partial q_k} + D \left(W - V - \frac{e^2}{2mc^2} Q^k Q_k \right) \psi = 0;$$

D signifie le déterminant

$$(10) \qquad D = (\| g^{kl} \|)^{-\frac{1}{2}}.$$

L'équation (9) est valable dans n'importe quel système de coordonnées. La généralisation au cas des *n* corpuscules est immédiate.

En remplaçant ψ par $\varphi \exp(i W t/\hbar)$, on obtient une équation identique à celle donnée par Rosseland [3] et obtenue par un procédé d'induction directe. Si l'on ajoute encore le terme nul $\operatorname{div} \vec{Q} = 0$, on retombe sur la formule donnée déjà par W. Pauli [4] et déduite, il semble, aussi directement par induction.

---

(3) *Handbuch d. Astrophysik*, t. III, **1**, p. 385.

(4) *Handbuch d. Physik*, XXIV, p. 120. (C'est M. Louis de Broglie qui a bien voulu attirer mon attention sur cette dernière formule.)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Remarques sur l'isomérie.*
Note (*) de M. **Pierre Lacroute.**

Les nombreux chercheurs qui étudient les conditions physiques dans lesquelles ont pu se former les noyaux lourds sont actuellement conduits théoriquement à admettre que ces noyaux ont été formés avec des charges réduites. Certaines constatations actuelles sont en faveur de cette idée (1), (2).

Si l'on connaissait bien les propriétés des noyaux on pourrait lier les conditions physiques aux proportions des éléments et des isotopes, et obtenir ainsi plus de certitude sur les conditions physiques elles-mêmes. Il faudrait pour cela connaître notamment les niveaux excités, non seulement dans le cas des noyaux stables, mais aussi dans le cas des noyaux instables qui sont dans la région de stabilité. Les renseignements expérimentaux sont encore très insuffisants, et les théories actuelles ne s'attachent pas à prévoir ces niveaux. On peut chercher quelques règles empiriques. Il semble que la considération des nombres Z de protons et N de neutrons contenus dans les noyaux doit donner des résultats, tout comme le nombre des électrons dans les spectres atomiques.

L'étude de l'isomérie permet à ce sujet quelques remarques intéressantes.

L'isomérie est liée à l'existence d'états métastables. Il est connu (3) qu'il y a des isomères seulement quand le nombre Z ou le nombre N, ou les deux sont impairs. D'autre part, on peut remarquer que certaines valeurs de Z, 47 et 49 par exemple, semblent favoriser nettement l'isomérie. Il est donc tentant d'attribuer systématiquement l'isomérie observée dans les noyaux au fait que les nombres Z ou N y prennent certaines valeurs impaires α. En se basant sur la table de Seaborg (4), complétée par quelques résultats plus récents, on obtient le tableau suivant :

On s'est limité aux isotopes les plus sûrs, les noyaux sont indiqués par le nombre Z puis par le nombre N entre parenthèses. Un point d'interrogation suit les isomères douteux. Un astérisque suit les isomères dont la place peut être ambiguë lorsque Z et N sont impairs.

On constate que l'isomérie est favorisée par les mêmes valeurs α pour les nombres Z *et* N.

Cette conclusion est appuyée par la considération des degrés d'interdiction des transitions métastables. Wiedenbeck (4) a constaté que les transitions se classaient presque toutes dans deux séries. On a souligné dans le tableau respec-

(*) Séance 19 du mai 1948.

(1) P. Lacroute, *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1541.

(2) F. C. Franck, *Proc. Phys. Soc.*, **60**, part. II, 1948, p. 211.

(3) Mattauch, *Zeits. f. Phys.*, **117**, 1940, p. 250.

(4) Seaborg, *Rev. of. Mod. Phys.*, **16**, 1944, p. 1.

tivement d'un trait plein et d'un trait interrompu les noyaux rangés par Wiedenbeck dans l'une ou l'autre série. *Les mêmes nombres α de protons ou de neutrons conduisent à des transitions métastables de même type* (cette considération a joué pour choisir la place de quelques noyaux impairs-impairs dans le tableau).

Nombres α.	Z = α.	N = α.
21	21 (23)*	
23		21 (23)*
27	27 (33)*	25 (27)
29		20 (29), 22 (29)
33		27 (33)*
39	39 (48), 39 (49)*, 39 (52)	30 (39)
41	41 (52)	
43	43 (56)	36 (43)
45	45 (58), 45 (59)	34 (45 ou 47)*, 35 (45), 36 (45)
47	47 (59), 47 (60), 47 (62), 47 (63)	34 (45 ou 47)*, 36 (47), 38 (47)
49	49 (64), 49 (65), 49 (66), 49 (67)	38 (49), 39 (49), 40 (49)
63		49 (63)
71	71 (105)	
73	73 (107)	54 (73)?
75		52 (75)
77	77 (115 ou 117)*	52 (77), 56 (77)
79	79 (117)*	52 (79), 54 (79), 55 (79)
81		54 (81)
117		77 (115 ou 117)*, 79 (117)*
119		78 (119), 80 (119, 121 ou 124)?
123		82 (123)

Non classés 52 (70 ou 72)? et 78 (118)? indiqués douteux

Il faut attendre des faits plus nombreux et plus sûrs sur l'isomérie elle-même et sur les moments angulaires pour préciser certaines questions, notamment le rôle possible du nombre autre que α. Ainsi l'identité des moments des niveaux fondamentaux pour une valeur de α, rarement contrôlable actuellement, n'est pas toujours réalisée. Il semble que ce soit seulement l'existence de niveaux voisins et bas de moments différents qui soit liée aux nombres α; suivant les cas, ce sont les uns ou les autres qui sont les plus bas.

On doit rapprocher ces résultats de ceux publiés récemment par Chanson [5] qui signale l'existence de certaines périodicités dans les propriétés des noyaux. L'emploi du nombre des isotopes radioactifs connus paraît critiquable parce

---

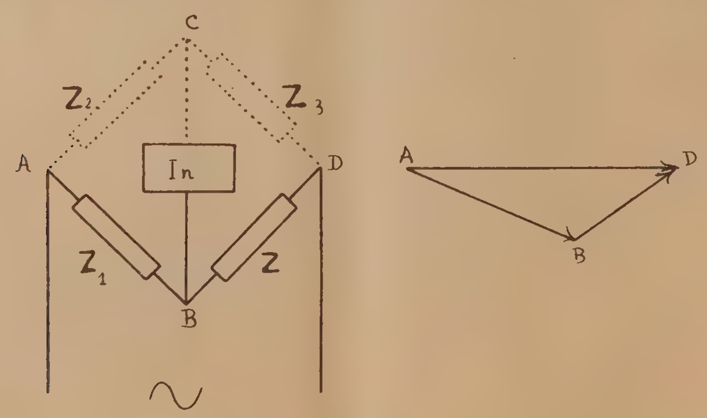
([5]) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 997.

que ce nombre dépend des facilités d'étude et de production par fission qui avantagent indûment certains éléments. En outre, *la conclusion en ce qui concerne la restriction du principe d'exclusion aux charges est nettement contredite par les remarques sur l'isomérie qui assigne le même rôle à Z et à* N. Cependant les périodicités signalées paraissent réelles; on retrouve dans les mêmes colonnes du tableau de Chanson des séries de nombres α; 27, 45 et 73; 29, 47 et 75; 49 et 77; et ces nombres, en général, conduisent à des transitions métastables de même type.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Remarques sur les ponts de Wheatstone en courant alternatif*. Note (*) de M. **Frantz Perrier**, transmise par M. Aimé Cotton.

Tous les ponts de Wheatstone modernes utilisent un indicateur d'équilibre dont l'impédance, égale à plusieurs mégohms, peut être, en général, considérée comme infinie vis-à-vis des impédances des bras du pont. Il en résulte, pour le calcul de la sensibilité de ces ponts, une grande simplification et, pour le choix du pont à utiliser, des règles simples et générales qui ne paraissent pas avoir été mises en évidence malgré le grand nombre d'écrits publiés sur cette question.

I. *Calcul de la sensibilité*. — Le raisonnement repose sur trois hypothèses et une remarque; *a*. l'impédance de l'indicateur d'équilibre est infinie; *b*. l'impédance de la source d'alimentation est nulle, c'est-à-dire celle-ci maintient aux bornes du pont une différence de potentiel sinusoïdale de valeur efficace constante;



c. toutes les impédances qui constituent le pont sont indépendantes du courant qui les traverse; *d*. les potentiels sont fonctions analytiques de ces impédances et *ont par conséquent une dérivée bien définie*. Dans le pont schématisé ci-dessus Z représente l'impédance à mesurer, In désigne l'indicateur d'équilibre. Désignons par V la différence de potentiel entre A et B (donc aussi entre A et C)

(*) Séance du 19 mai 1948.

lorsque le pont est équilibré : de façon abrégée j'appellerai V le potentiel de B. Donnons à Z [1] une variation complexe dZ, le potentiel de B varie de dV; celui de C ne varie pas (par suite des hypothèses a et b) et l'indicateur d'équilibre mesure dV.

La valeur de dV est entièrement déterminée par Z, Z_1 et dZ; elle est indépendante des bras AC et CD (qui à cause de cela sont dessinés en pointillés). Appelons sensibilité du pont la dérivée de V par rapport à Z. L'hypothèse b permet d'écrire :

$$dV = Z_1 dI = -\frac{Z_1}{Z+Z_1} I\, dZ,$$

où

$$s = \frac{dV}{dZ} = -\frac{Z_1 I}{Z+Z_1}. \tag{1}$$

Cette expression se calcule aisément à partir de données relevées sur le diagramme de potentiels dessiné à côté du pont. Comme les indicateurs d'équilibre usuels ne mesurent que les valeurs absolues des déséquilibres, il suffit d'étudier le module de cette valeur; on peut l'exprimer en fonction des segments de droites AB, BD et AD et du module Z de l'impédance à mesurer

$$s = \frac{dV}{dZ} = \frac{AB.BD}{AD\,|Z|}. \tag{2}$$

II. *Choix d'un pont.* — L'expression (2) permet non seulement de déterminer la sensibilité d'un pont donné, mais encore de résoudre simplement deux questions pratiques.

1° Choisissons un type de pont : nous ne pouvons que modifier le module de Z_1 sans changer son argument. Comme Z est donné, l'angle ABD est constant, donc B décrit un cercle dont AD est une corde. Cette condition, jointe à l'expression (2), montre que la sensibilité, qui varie comme le produit AB.BD, est maximum quand AB = BD, c'est-à-dire quand $|Z_1| = |Z|$: *la sensibilité d'un pont est maximum quand l'impédance du bras placé entre la source et l'impédance à mesurer a même module qu'elle.* Les impédances des deux autres bras du pont sont alors égales *entre elles* en valeur absolue, mais pas forcément égales à la valeur absolue de l'impédance à mesurer.

2° Conservons à Z_1 ce module et modifions son argument, ce qui revient à changer le type de pont utilisé, le maximum de sensibilité est visiblement obtenu quand l'angle ABD est le plus petit possible, c'est-à-dire en choisissant une impédance Z_1 dont l'argument diffère le plus possible de celui de l'impé-

---

[1] Les calculs qui suivent, *y compris les dérivations*, sont des calculs relatifs à des nombres complexes. Les variations élémentaires sont des valeurs complexes, c'est-à-dire que les extrémités des vecteurs qui représentent les grandeurs considérées peuvent se déplacer dans le plan dans une direction et un sens quelconques. Ces variations sont évidemment différentes des variations des modules des mêmes grandeurs.

dance à mesurer : *les ponts qui permettent de mesurer une impédance donnée avec le maximum de sensibilité sont ceux dont le bras, situé entre la source et cette impédance, est constitué par une impédance dont le module est égal à celui de l'impédance à mesurer et dont l'argument diffère le plus possible de celui de cette impédance.*

Cette condition laisse arbitraires deux bras du pont; il y a donc en général plusieurs types de ponts qui conviennent.

OPTIQUE. — *Transmission de la lumière à travers un système de lames minces alternées.* Note de M. **Florin Abelès**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'étude systématique des couches multiples que je poursuis en ce moment m'a conduit à envisager un problème important du point de vue pratique : celui des couches formées de deux substances qui alternent et qui gardent la même épaisseur. On aurait ainsi, par exemple, une succession d'indices du type : n_0, n_1, n_2, n_1, n_2, ..., n_1, n_2, n_s; où n_0 et n_s sont les indices du premier et du dernier milieu, tandis que n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des substances qui alternent, leurs épaisseurs d_1 et d_2 restant toujours les mêmes.

Dans la théorie générale des couches multiples, j'ai déjà été conduit à associer à chaque couche une matrice carrée $\mathcal{C}_i$ à quatre éléments, de façon que l'on ait, pour un système de n couches [1]

$$\begin{pmatrix} \dfrac{1}{{}_nt} \\ \dfrac{{}_nr}{{}_nt} \end{pmatrix} = \mathcal{C}_1, \mathcal{C}_2, \ldots, \mathcal{C}_n \begin{pmatrix} \dfrac{1}{t_{n+1}} \\ \dfrac{r_{n-1}}{t_{n+1}} \end{pmatrix}.$$

Dans le cas présent, les matrices $\mathcal{C}_1$ et $\mathcal{C}_2$ associées aux couches d'indices n_1 et n_2 reviendront périodiquement. Si l'on pose $\Gamma = \mathcal{C}_1\mathcal{C}_2$, on aura

$$\begin{pmatrix} \dfrac{1}{{}_nt} \\ \dfrac{{}_nr}{{}_nt} \end{pmatrix} = \mathcal{C}_0\Gamma^n \begin{pmatrix} \dfrac{1}{t_{n+1}} \\ \dfrac{r_{n+1}}{t_{n+1}} \end{pmatrix},$$

où $\mathcal{C}_0$ désigne une matrice qui intervient soit parce que le premier milieu n'a pas le même indice de réfraction que l'une des couches, soit parce que les différents couples ont été recouverts par un empilement quelconque.

Γ^n s'exprime facilement en fonction de Γ ainsi que l'a montré A. Herpin [2] : on est conduit aux polynomes de Lucas. Mais on peut arriver au même résultat d'une autre manière, qui conduit à exprimer ces polynomes en fonction des racines d'une équation du second degré. Remarquons toutefois que leurs argu-

---

(1) Mémoire à paraître aux *Annales de Physique*.

(2) *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 17.

ments p et q sont respectivement la trace et le déterminant de la matrice, c'est-à-dire des invariants pour toute transformation canonique. Lorsque le déterminant $|\Gamma|$ de la matière Γ est égal à l'unité, on obtient des polynomes particuliers, appelés polynomes de Tchébychev.

On peut démontrer que quelles que soient les substances dont sont faites les couches et leurs épaisseurs, et quelle que soit l'incidence et la polarisation de l'onde incidente, $|\Gamma| = 1$. Ce résultat est très important, car il existe des tables des polynomes de Tchébychev, ce qui permet d'effectuer facilement des calculs numériques relatifs aux couches multiples envisagées.

L'argument p des polynomes est relié aux caractéristiques des couches par la relation

$$p = 2\,\frac{\cos(\beta_1+\beta_2) - r_1^2\cos(\beta_1-\beta_2)}{1-r_1^2},$$

où $\beta_i = 2\pi n_i d_i \cos\varphi_i/\lambda$, φ_i étant l'angle que fait la normale à l'onde avec la normale aux faces des couches et r_1 désignant le coefficient de réflexion à la surface de séparation des milieux d'indices n_1 et n_2. p sera toujours réel si les deux couches sont transparentes. Si, de plus, leurs épaisseurs optiques sont égales, $\beta_1 = \beta_2 = \alpha/2$ et

$$p = 2\,\frac{\cos\alpha - r_1^2}{1-r_1^2}.$$

Si l'on néglige la dispersion des indices, l'inverse du facteur de transmission T_n est, dans ce cas, un polynome de degré n en p, c'est-à-dire en $\cos\alpha$. Il suffira donc de calculer T_n dans un intervalle où α varie de 180° pour connaître sa valeur en un point quelconque du spectre.

Voici, à titre d'exemple, les résultats numériques que nous avons obtenus en prenant $n_0 = 1$; $n_1 = 2,3$; $n_2 = 1,35$; $n_s = 1,52$ avec 5 couches d'indices n_1 et 4 d'indice n_2. Cela doit correspondre à peu près aux expériences de M. M. Banning [3], où les deux substances utilisées sont le sulfure de zinc et la cryolite.

λ mμ.	T_n.	λ mμ.	T_n.	λ mμ.	T_n.
399	0,45	443	0,50	568	0,02
411,5	0,53	449	0,30	606	0,03
423	0,72	451	0,26	636	0,04
424	0,74	471	0,07	656	0,06
425	0,77	473,5	0,06	660	0,07
426	0,79	484,5	0,04	705	0,26
427,5	0,80	503	0,03	709	0,30
429	0,83	533	0,02	726	0,50
430	0,84	550	0,01	758	0,83
431,5	0,83				

(3) *J. O. S. A.*, **37**, 1947, p. 792.

L'accord avec les résultats expérimentaux n'est que qualitatif, ainsi qu'on pouvait le prévoir.

Remarques. — 1° Les polynomes de Tchébychev ont été appelés polynomes électrosphériques par MM. Aubert et Guillet. Comme ils interviennent dans la résolution de beaucoup de problèmes, nous pensons qu'il est utile de faire remarquer qu'il existe des tables de ces polynomes.

2° Dans le cas où l'une des deux substances dont sont faites les couches est absorbante, nous avons un problème analogue à celui des plaques Lippmann.

OPTIQUE. — *Application de l'équation de Lorentz-Lorenz aux cristaux.* Note de M. **Marc Barbaron**, présentée par M. Aimé Cotton.

Quand une onde lumineuse dont le champ électrique est E se propage dans un milieu isotrope contenant par centimètre cube N atomes de polarisabilité α, la polarisation due à ces atomes n'est pas donnée par $P = N\alpha E$ mais par $P = N\alpha(E + 4\pi P/3)$, où $(4\pi/3)P$, champ de Lorentz, représente la contribution des moments des autres atomes sur l'atome considéré, sauf celle des voisins qui est nulle par compensation. La formule de dispersion qu'on en déduit est de la forme

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi N\alpha}{1 - \frac{4\pi}{3}N\alpha} \qquad \text{ou} \qquad R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\cdot\frac{1}{N} = \frac{4\pi}{3}\alpha.$$

Bien entendu, α est la somme de plusieurs termes propres aux divers oscillateurs de l'atome, et il faut additionner les α des diverses sortes d'atomes.

Deux séries de raisons font que ceci peut ne plus être valable, particulièrement pour les milieux anisotropes : des corrections de polarisabilité et des corrections de champ sont alors nécessaires.

1° La polarisabilité n'est plus celle des atomes isolés, non seulement pour des ions, où le champ de Coulomb la modifie [Fajans et Joos (1)] et peut la rendre anisotrope [Hylleraas (2)], mais aussi pour des atomes neutres, comme le montrent les mesures piézooptiques [Pockels (3), Mueller (4)]. Les niveaux d'énergie des électrons et de leurs bandes, les probabilités de transition sont modifiées. Cependant ceci ne modifie pas la *forme* de la formule de dispersion; α prend seulement une valeur variable avec la nature et la distance des atomes voisins, avec la direction et peut-être aussi avec l'agitation thermique et la température.

2° Il faut ajouter au champ électrique tel que le calcule Lorentz, $E + (4\pi/3)P$

(1) *Zeits. f. Physik*, **23**, 1924, p. 1.
(2) *Zeits. f. Physik*, **36**, 1926, p. 859.
(3) *Wied. Ann.*, **37**, 1889, p. 151.
(4) *Phys. Review*, **47**, 1935, p. 947.

une correction qui peut être anisotrope. Le moment électrique supplémentaire est certainement proportionnel aux α. La question qui se pose est de savoir s'il est aussi proportionnel à E, à P, ou à $E + (4\pi/3)P$, et de cela dépend la forme de la formule de dispersion.

Depuis Lorentz (5) qui considère que cette correction est proportionnelle à P, beaucoup d'autres auteurs l'ont admis. C'est cependant le 3e mode de calcul que Bragg (6) utilise en fait quand il pose $P/\alpha = (E + 4\pi P/3) \times \text{const.}$ bien qu'il pense dans une publication ultérieure (7) que ce soit équivalent à $P/\alpha = (E + 4\pi P/3 + \text{const.})$. Le succès de Bragg dans le calcul des indices de réfraction des cristaux à O_3 n'est cependant pas une preuve décisive de la supériorité de cette façon de voir, car en utilisant la méthode d'Ewald (8) et Born (9) qui indique aussi une proportionnalité à P, on obtient de bons résultats pour d'autres cristaux, au moins pour quelques longueurs d'onde dans le visible.

Il me semble pourtant que la proportionnalité à $E + (4\pi/3)P$ est une approximation meilleure. En effet, ce qui est proportionnel à P c'est la charge superficielle de la sphère qu'imagine Lorentz, mais *les moments des dipôles des atomes intérieurs à cette sphère et dont il s'agit d'évaluer l'influence sont eux proportionnels aux champs qu'ils subissent, c'est-à-dire à* $E + (4\pi/3)P$. Or cette méthode de calcul conduit à la même forme de formule de dispersion $(n^2 - 1)/(n^2 + 2) = (4\pi/3)N\alpha(1 + \text{const.})$. Il est équivalent de considérer que c'est la polarisabilité qui est changée.

On ne peut considérer comme très convaincante la plus grande facilité qu'ont trouvée par exemple Kurz et Ward (10) à représenter des mesures de dispersion par une formule en $n^2 - 1$ que par une formule en $(n^2 - 1)/(n^2 + 2)$, car le succès de tels calculs est fonction du nombre de constantes que l'on accepte d'y introduire.

Par ailleurs, c'est avec l'appoint d'une formule en $R = R_0(1 + \text{const.})$ que Mueller réussit à expliquer toutes les particularités des cristaux cubiques rendus anisotropes par compression.

En conclusion de ces propriétés des milieux anisotropes, on peut dire qu'il n'est pas moins légitime de leur appliquer l'équation de Lorentz-Lorenz qu'aux milieux isotropes, et que l'on peut caractériser un cristal uniaxe par une réfraction ordinaire $R_0 = (n_0^2 - 1)/(n_0^2 + 2)d$ et une réfraction extraordinaire $R_e = (n_e^2 - 1)/(n_e^2 + 2)d$.

---

(5) *The theory of electrons*, Leipzig, 1909, p. 138.
(6) *Proc. Roy. Soc.*, A, **105**, 1924, p. 307.
(7) *Proc. Roy. Soc.*, A, **106**, 1924, p. 346.
(8) *Ann. der Physik*, **49**, 1916, p. 1.
(9) *Handbuch der Physik*, vol. 24.
(10) *Journ. Frank. Inst.*, 1937, p. 224-697.

Il faut cependant remarquer que si l'intervention du facteur $1/d$ doit se faire en tout cas pour ramener les mesures à un nombre constant de molécules par centimètre cube, l'influence de ce nombre ne se borne pas à cela, même dans un milieu isotrope, ainsi que nous le préciserons par ailleurs.

DIFFRACTION. — *Une formule nouvelle pour le calcul des phénomènes de diffraction.* Note de M. **Émile Durand.**

Considérons les deux fonctions $\psi(x_1, x_2, x_3)$ et $\psi'(x_1, x_2, x_3)$ ci-après qui correspondent à une superposition d'ondes planes monochromatiques

$$(1) \qquad \psi = \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{F}(p_1, p_2)\, e^{-i(p_1x_1+p_2x_2+p_3x_3)}\, dp_1\, dp_2$$

$$(2) \qquad \psi' = \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{G}(p_1, p_2)\, e^{-i(p_1x_1+p_2x_2+p_3x_3)}\, \frac{dp_1\, dp_2}{-ip_3}$$

avec $p_3 = \sqrt{k^2 - p_1^2 - p_2^2}$;

chacune d'elles satisfait l'équation des ondes $\Delta\psi + k^2\psi = 0$.

Si l'on veut que ψ et $\partial\psi'/\partial x_3$ se réduisent à deux fonctions données $f(x_1, x_2)$ et $g(x_1, x_2)$ quand $x_3 = 0$, il suffit, d'après le théorème de Fourier pour les fonctions de deux variables, de prendre

$$(3) \qquad \mathrm{F}(p_1, p_2) = (2\pi)^{-2} \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi_1, \xi_2)\, e^{i(p_1\xi_1+p_2\xi_2)}\, d\xi_1\, d\xi_2,$$

$$(4) \qquad \mathrm{G}(p_1, p_2) = (2\pi)^{-2} \iint_{-\infty}^{+\infty} g(\xi_1, \xi_2)\, e^{i(p_1\xi_1+p_2\xi_2)}\, d\xi_1\, d\xi_2.$$

Nous proposons d'adopter pour l'étude des phénomènes de diffraction la formule

$$(5) \qquad \Phi = \frac{1}{2}[\psi + \psi'] = \frac{1}{2}\iint [\mathrm{G}(p_1, p_2) - ip_3\,\mathrm{F}(p_1, p_2)]\, e^{-i(p_1x_1+p_2x_2+p_3x_3)}\, \frac{dp_1 . dp_2}{-ip_3}.$$

Si l'écran est plan, très mince, parfaitement noir et percé de trous, l'onde incidente ayant l'expression $\Phi_0(x_1, x_2, x_3)$, on prendra

$$(6) \qquad f(x_1, x_2) = \Phi_0(x_1, x_2, 0), \qquad g(x_1, x_2) = \left(\frac{\partial\Phi_0}{\partial x_3}\right)_{x_3=0},$$

dans les trous et zéro en dehors des trous; ce sera le cas, par exemple, de la pupille de sortie d'un instrument d'optique parfait ou aberrant.

Pour justifier la formule (5) nous allons montrer qu'elle est équivalente à la formule bien connue de Kirchoff. Commençons par ψ'. En portant la valeur (4) de $\mathrm{G}(p_1, p_2)$ dans (2), on obtient

$$(7) \qquad \psi' = (2\pi)^{-2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{I} . g(\xi_1, \xi_2)\, d\xi_1 . d\xi_2,$$

avec

$$I = \iint_{-\infty}^{+\infty} e^{-i[p_1(x_1-\xi_1)+p_2(x_2-\xi_2)+p_3x_3]} \frac{dp_1 . dp_2}{-ip_3}. \tag{8}$$

En utilisant les coordonnées polaires l, α et r, θ, φ définies par

$$p_1 = kl\cos\alpha, \qquad p_2 = kl\sin\alpha;$$
$$(x_1-\xi_1) = r\sin\theta\cos\varphi; \qquad (x_2-\xi_2) = r\sin\theta\sin\varphi; \qquad x_3 = r\cos\theta,$$

on a

$$p_3 = k\sqrt{1-l^2}; \qquad dp_1 . dp_2 = k^2 l\, dl\, d\alpha$$

et (8) s'écrit

$$I = -k\int_0^\infty \frac{e^{-i\sqrt{1-l^2}\,kr\cos\theta}\, l\, dl}{i\sqrt{1-l^2}} \int_0^{2\pi} e^{-ilkr\sin\theta\cos(\varphi-\alpha)}\, d\alpha.$$

La dernière intégrale ne dépend pas de φ (sa dérivée est nulle); on peut donc faire $\varphi = \pi/2$; on voit alors que cette intégrale est égale à la fonction de Bessel $2\pi J_0(lkr\sin\theta)$, d'où :

$$I = -2\pi k\int_0^\infty \frac{e^{-i\sqrt{1-l^2}\,kr\cos\varphi}}{i\sqrt{1-l^2}} J_0(lkr\sin\theta)\, l\, dl. \tag{9}$$

(9) est une expression connue (¹) qui est égale à $-2\pi(e^{-ikr}/r)$; on a donc

$$\psi' = -\frac{1}{2\pi}\iint_{-\infty}^{+\infty} g(\xi_1, \xi_2)\frac{e^{-ikr}}{r}\, d\xi_1\, d\xi_2. \tag{10}$$

Pour mettre l'expression (1) de ψ sous une forme analogue à (10), il suffit de remarquer que

$$\int_0^{x_3} \varphi(x_1, x_2, m)\, dm = \iint_{-\infty}^{+\infty} F(p_1, p_2)\, e^{-i(p_1x_1+p_2x_2+p_3x_3)} \frac{dp_1 . dp_2}{-ip_3}.$$

Comme cette dernière expression est tout à fait analogue à la forme (2) de ψ', on voit que

$$\psi = -\frac{1}{2\pi}\iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi_1, \xi_2)\frac{\partial}{\partial x_3}\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right) d\xi_1 . d\xi_2. \tag{11}$$

En tenant compte de (6) et en considérant les dérivées suivant la normale au plan x_1, x_2 dans le sens de la propagation, on voit que (5) peut s'écrire

$$\Phi = -\frac{1}{4\pi}\iint_{(S)}\left[\frac{e^{-ikr}}{r}\frac{\partial\Phi_0}{\partial n} - \Phi_0\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right)\right] dS. \tag{12}$$

Dans (12) on reconnaît la formule d'Helmholtz qui n'est qu'un cas particulier de la formule de Kirchhoff.

(¹) WHITTAKER et WATSON, *Modern analysis*, 4ᵉ édit., 43, 1946, p. 384. (Exerc. 43).

La formule (5) doit donc être préférée aux formules de Debye ([2]), Picht ([3]) qui ne sont qu'approchées et à la formule de Toraldo di Francia ([4]) qui ne fait pas intervenir les gradients normaux de la fonction d'onde dans le plan de l'écran.

L'avantage de la forme (5) sur la forme (12), c'est que, étant formée par une superposition d'ondes planes, elle permet de passer aisément des phénomènes de diffraction de la classe de Fresnel à ceux de la classe de Fraunhofer.

EFFET RAMAN. — *Quelques remarques sur le spectre d'un monocristal de* $PO_4H_2NH_4$. Note de M. **Jean Chapelle**, présentée par M. Jean Cabannes.

1. *Considérations théoriques.* — Les fréquences des raies Raman émises par un cristal dont le groupe fini isomorphe est $S_4 u(\overline{4}, 2)$ se classent suivant les types A 1, B 1, B 2, E. C'est le cas du phosphate d'ammonium.

Lorsqu'on utilise comme axes de référence les axes binaires OX et OY, l'axe quaternaire OZ, la forme des tenseurs donnant le moment induit en fonction du champ électrique du faisceau incident est la suivante :

$$\text{type A 1}\begin{vmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & a & 0 \\ 0 & 0 & b \end{vmatrix}, \quad \text{type E}\begin{vmatrix} 0 & 0 & a \\ 0 & 0 & b \\ a & b & 0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 & 0 & b \\ 0 & 0 & -a \\ b & -a & 0 \end{vmatrix}, \quad \text{type B 1}\begin{vmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & -a & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix},$$

$$\text{type B 2}\begin{vmatrix} 0 & b & 0 \\ b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

Si le couplage autour d'un axe binaire ne se manifeste pas, les fréquences B_1 et B_2 sont confondues et semblent provenir du tenseur de type B

$$\begin{vmatrix} a & b & 0 \\ b & -a & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

Lorsqu'on utilise comme axes de référence l'axe quaternaire OZ et les deux axes OX_1 et OY_1, bissectrices de l'angle XOY précédent, on constate que les tenseurs A_1 et E gardent la même forme et que les tenseurs B_1 et B_2 deviennent :

$$\text{Type B 1}\begin{vmatrix} 0 & -a & 0 \\ -a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \qquad \text{Type B 2}\begin{vmatrix} b & 0 & 0 \\ 0 & -b & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

([2]) *Ann. d. Phys.*, (4), **30**, 1909, p. 755.
([3]) *Ann. d. Phys.*, (4), **77**, 1925, p. 685 et 785.
([4]) *Atti. Acc. Naz. d. Lincei*, 8e série, **3**, 1947, p. 356.

Lorsque B_1 et B_2 sont confondus, on a le type B

$$\begin{vmatrix} b & -a & 0 \\ -a & -b & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

On peut ainsi prévoir les facteurs de dépolarisation qui apparaissent lorsqu'on étudie le cristal en lumière polarisée. Ces résultats sont consignés dans le tableau suivant.

Types.	Lumière incid... / Lumière diffusée.	Facteurs de dépolarisation.					
		‖ OY. / ‖ OZ.	‖ OY_1. / ‖ OZ.	‖ OY. / ‖ OX.	‖ OY_1. / ‖ OX_1.	‖ OZ. / ‖ OX.	‖ OZ. / ‖ OX_1.
A		$\frac{0}{a^2}=0$	$\frac{0}{a^2}=0$	$\frac{0}{b^2}=0$	$\frac{0}{b^2}=0$	$\frac{0}{a^2}=0$	$\frac{0}{a^2}=0$
B 1		$\frac{0}{a^2}=0$	$\frac{a^2}{0}=\infty$	$\frac{0}{0}$	$\frac{a^2}{0}=\infty$	$\frac{0}{a^2}=0$	$\frac{0}{a^2}=0$
B 2		$\frac{b^2}{0}=\infty$	$\frac{0}{b^2}=0$	$\frac{b^2}{0}=\infty$	$\frac{0}{0}$	$\frac{0}{b^2}=0$	$\frac{0}{b^2}=0$
B		$\frac{b^2}{a^2}$	$\frac{a^2}{b^2}$	$\frac{b^2}{0}=\infty$	$\frac{a^2}{0}=\infty$	$\frac{0}{a^2+b^2}=0$	$\frac{0}{a^2+b^2}=0$
E		$\frac{a^2+b^2}{a^2+b^2}=1$	$\frac{a^2+b^2}{a^2+b^2}=1$	$\frac{a^2+b^2}{a^2+b^2}=1$	$\frac{a^2+b^2}{a^2+b^2}=1$	$\frac{a^2+b^2}{0}=\infty$	$\frac{a^2+b^2}{0}=\infty$

II. *Résultats des mesures relatives au phosphate d'ammonium.* — Les fréquences internes attribuables à l'ion phosphate fournissent les facteurs de dépolarisation suivants :

Fréquences en cm^{-1}.	Lumière incidente. / Lumière diffusée...	Facteurs de dépolarisation.					Types.
		‖ OY. / ‖ OZ.	‖ OY_1. / ‖ OZ.	‖ OY. / ‖ OX.	‖ OY_1. / ‖ OX_1.	‖ OZ. / ‖ OX.	
342		0	0	0	0	0	A
398		2,2	$0,67=\frac{1}{1,5}$	∞	invisible	0	B
463		0,57	$1,84=\frac{1}{0,54}$	$\frac{f}{0}=\infty$	$\frac{F}{0}=\infty$	0	B
537		0,9	1	0,95	0,9	∞	E
926		0,43	0,5	0,24	0,1	0,07	A

On peut considérer que l'accord avec les prévisions théoriques est bon, étant données les erreurs faites sur la taille des faces.

N. B. — Une étude analogue a déjà été faite sur les cristaux cubiques par M[lle] Couture et J. P. Mathieu (*Comptes rendus*, **224** 1947, p. 902-4).

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur les désintégrations nucléaires provoquées par mésons.* Note (*) de M. **Jean Heidmann**, présentée par M. Maurice de Broglie.

1. Nos 46 désintégrations σ s'interprètent bien de la façon exposée dans une Note précédente [1] : le méson est capté par un nucléon du noyau qui prend son énergie de masse sous forme cinétique et quitte le noyau en l'excitant peu au passage.

15 désintégrations semblent provenir d'un noyau lourd de l'émulsion; dans cinq cas on peut distinguer un très court noyau de recul ($\sim 0^{\mu},5$). Le nombre moyen des protons émis par étoile est $n_{pL} = 0,94$, celui des α, $n_{\alpha L} = 0,20$.

31 proviendraient d'un noyau léger qui en général se désintègre complètement; dans deux cas il y a seulement recul du noyau; deux cas proviendraient de Na; on a $n_{pl} = 0,87$, $n_{\alpha l} = 1,64$.

2. Pouvoir d'arrêt des nucléons rapides dans la matière nucléaire : d'après nos résultats les plus probables trouvés précédemment [1] un méson 315 capté par un noyau léger éjecterait un nucléon de 150 MeV qui, en moyenne, céderait au noyau $\Delta E \sim 50$ MeV et ce sur un parcours moyen $\Delta x \sim 2,4.10^{-13}$ cm. Cette valeur du pouvoir d'arrêt est en bon acccord avec la formule donnée par Cüer et Morand [2], car elle conduit pour la constante d'interaction nucléaire g des mesons 315 à la valeur $g^2/\hbar c = 1/2,4$.

3. Proportion de mésons 200 et 315 : supposant qu'un méson a 60 % de chances de s'arrêter dans un élément lourd de l'émulsion et 40 % dans un élément léger, que les mésons 200 ne sont pas captés par les noyaux légers, que les mésons observés dans les plaques sont en proportions égales positifs et négatifs et appelant P et $Q = 1 - P$ les proportions de mésons 200 et 315 négatifs qui s'arrêtent dans l'émulsion et R le rapport du nombre observé de désintégrations σ sur noyau lourd au nombre réel (par exemple $Ag + Y^{-} \rightarrow Pd + n_0^1$ serait compté comme méson isolé), on a : nombre de σ observés sur noyau léger/nombre de σ observés sur noyau lourd $2Q/3R = 31/15$ et nombre de mésons paraissant isolés/nombre de mésons observés comme $\sigma = (10 - 9R)/9R = 3$. On a alors $R \sim 0,28$, $P \sim 0,17$, $Q \sim 0,83$. Les mésons 315 négatifs arrêtés dans des émulsions exposées à 4000^m seraient donc 5 fois plus abondants que les 200 négatifs; à cause de la transformation $\pi \rightarrow \mu$, le rapport serait d'environ 5/7 pour les positifs. Nous voyons de plus qu'un méson σ capté par un noyau lourd semblera isolé plus de 2 fois sur 3.

(*) Séance du 24 mai 1948.

[1] Heidmann et Leprince-Ringuet, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1716.

[2] Cüer et Morand, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 660.

4. Fréquence de protons émis dans les σ sur noyau lourd : un noyau lourd captant un méson gardera en moyenne une excitation $\sim 50(A_L/A_l)^{1/3} \sim 100$ MeV (A : masses atomiques). Sa température sera donc $\sim 2,8$ MeV en supposant que l'équilibre thermique ait le temps de se réaliser; les neutrons ont alors, à cause de la barrière de potentiel, plus de 17 fois plus de chances de sortir que les protons. Donc les noyaux lourds se desexciteront surtout par émission de neutrons. D'autre part les protons émis par nos σ sur noyaux lourds sont rapides pour la plupart ($> \sim 10$ MeV) et le nombre moyen de ceux-ci émis par étoile est $(9/15)$ RS où S = nombre réel de protons rapides émis/nombre observé (par exemple un proton rapide émis perpendiculairement à la plaque échapperait à l'observation). On peut les interpréter comme étant le neutron rapide émis, qui, au cours des chocs dans la matière nucléaire, sera passé à l'état proton, car estimant $S = 2$ et admettant avec Serber (³) que la perte d'énergie par choc d'un nucléon rapide dans la matière nucléaire est en moyenne 25 MeV, on trouve que la probabilité d'échange de charge, lorsque cet échange est possible, est, pour ces nucléons, de l'ordre de 0,2 à 0,3.

Si les mésons 200 donnent un méson neutre lors de l'interaction avec le noyau, l'effet ne sera pas décelable ici, car sur 46 σ nous n'en n'aurions que 3 dues à un méson 200. Toutes les autres sont dues à un méson 315, dont 31 sur noyau, léger et 12 sur noyau lourd.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Protéines et anticorps dans les sérums antimicrobiens.* Note de M. **Maurice Piettre**, présentée par M. Léon Binet.

Deux notions fondamentales dominent la structure physicochimique du sérum normal et des immunosérums : 1° Dans le sérum normal les protéines ne sont pas libres mais associées et stabilisées par les liquides et les bases alcalines, en proportions variables suivant les familles, les espèces, les individus, dans une *particule sérique*, image colloïdale du sérum; 2° Les anticorps ne circulent pas librement dans le sang et les humeurs, mais sont *intégrés dans les molécules protéiniques*, sérum-albumine, sérum-globuline, la myxoprotéine restant toujours inactive.

I. Les premières liaisons protéines-anticorps mises en lumière par la méthode à *l'acétone aux basses températures* ont été établies à Rio-de-Janeiro, de 1920 à 1924, à l'Institut Vital Brazil, puis poursuivies de 1925 à 1939, au Laboratoire des Halles centrales de Paris.

En voici très brièvement énoncés les principaux résultats :

— Dans les sérums *antitoxiques* (diphtérie, tétanos), l'antitoxine est liée

(³) Serber, *Phys., Rev.*, **72**, 1947, p. 1114.

à plus de 80 % à la sérumalbumine. Pour les sérums antiophidiques cependant, 60 à 70 % seulement se retrouvent dans cette protéine.

— La réaction de Wassermann est obtenue exclusivement avec la globuline extraite des sérums de syphilitiques.

— Dans les sérums *précipitants* ([2]), la précipitine est localisée en totalité dans la globuline. L'albumine n'est antigénique, ni toxique à aucun degré ne provoquant ni chocs, ni accidents sériques.

— Dans les sérums *hémolytiques*, l'hémolysine est liée quantitativement à l'albumine, fait confirmé par M. Païc. Le fractionnement par la chaleur et par l'acétone permet de concentrer l'anticorps dans les plus fines particules de la protéine.

— Dans les sérums agglutinants (paratyphiques B), il y a au début partage de l'agglutinine, puis accumulation, puis dans l'albumine pendant les dernières phases de l'immunisation.

— Les *isoagglutinines* dans le sang des donneurs accompagnent la globuline (Mlle Simone Jacob). Les *immunisines* antimorbilleuses (rougeole) sont liées surtout à l'albumine (Drs H. Bonnet et Odette Leau).

II. Le Professeur J. Basset, de l'École vétérinaire de Lyon, nous a confié en 1946, la séparation des protéines de deux sérums antimicrobiens préparés, d'après ses techniques, à l'Institut Mérieux, par le Dr René Paille.

Nous condensons en quelques lignes, les résultats analytiques moyens obtenus, rapportés à 100^{cm^3} de sérum.

Sérums antirouget (mars 1946).

Globuline.	Myxoprotéine.	Albumine.
1,65	2,40	3,40

Avril 1948 (après recharge du cheval en cultures).

Globuline.	Myxoprotéine.	Albumine.
1,15	2,03	3,73

Sérum antisymptomatique.

Globuline.	Myxoprotéine.	Albumine.
1,54	1,85	5,47

Les titrages des anticorps étaient faits par MM. J. Basset ([3]) et R. Paille ([3]) sur ces protéines séchées sur vide sulfurique, globuline et myxoprotéine préalablement dispersées en eau alcaline au pH voisin de 7.

Les *immunisines* se partagent entre l'albumine, 60 à 80 % (Rouget), 80 % (symptomatique) et la globuline. Dans les sérums antiméningocciques, nous avions également constaté, à Rio, un partage des anticorps fixateurs :

([2]) M. PIETTRE, *Bull. Acad. de Médecine*, **92**, n° 35, 1924.

([3]) J. BASSET et R. PAILLE. *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 1096; J. BASSET, **226**, 1948, p. 1482; et R. PAILLE, **226**, 1948, p. 1480.

Les *agglutinines* se comportent d'une façon totalement différente; liées en totalité à l'albumine (Rouget), à la globuline (symptomatique). Fait intéressant, si l'on fractionne la floculation de cette dernière, l'anticorps s'accumule dans les premières fractions à grosses micelles.

III. L'agglutinogène et l'agglutinine étant deux colloïdes, la précipitation de l'un par l'autre se ramène à la floculation de deux colloïdes. Quel en est le mécanisme? On ne saurait invoquer, dans le cas des paratyphiques B tout au moins, la règle classique de la *saturation des charges électriques*, car, d'une part, l'agglutinogène peut être chargé négativement (émulsions microbiennes provenant de cultures en milieu peptoné, donc avec présence de NH_3), ou positivement (bactéries en milieu sucré, donc avec présence d'acides dérivés des sucres); d'autre part, la protéine agglutinique est active aussi bien en réaction légèrement alcaline qu'acide.

Étant donnée l'extraordinaire sensibilité des réactions sérologiques qui faisaient admettre au grand bactériologiste, Maurice Nicolle, l'existence d'une mosaïque d'anticorps, pourrait-on concevoir que pour chaque antigène (le nombre en est théoriquement infini) l'organisme soit à même d'élaborer une entité chimique, un anticorps?

Nous sommes ainsi conduits à admettre que l'anticorps n'est pas autre chose que l'antigène lui-même intégré par une partie de sa molécule dans la molécule protéinique, et par l'autre resté libre, modifié chimiquement ou physiquement dans l'organisme pour se coapter avec l'antigène de façon à le saturer ou à le floculer, *in vivo* comme *in vitro*. A cette conception, le Professeur L. Pauling, de l'Institut technique de Pasadena, Université de Californie, vient d'apporter un sérieux appui en prenant comme antigènes, des substances chimiques, et plus particulièrement des dérivés de l'acide benzoïque. Selon lui, dans ces corps injectés au Lapin, il s'établirait une *complémentarité* moléculaire superficielle, expliquant la coaptation avec l'antigène, puis la floculation du complexe.

La méthode à l'acétone, en outre de l'étude des protéines, s'annonce particulièrement encourageante pour la purification et la cristallisation des Enzymes et des Hormones peptidiques. Enfin les *acétones powders* sont très en vogue en Amérique.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Adsorption par les hydrosols.*

Note de Mme **Charlotte Cohn**, transmise par M. Jacques Duclaux.

Certains hydrosols, tels que ceux d'hydroxyde de thorium, de sulfure d'arsenic, de ferrocyanures ferrique et cuivrique, ont le pouvoir d'adsorber de nombreux colorants [1]. Ces hydrosols permettent également de concentrer

(1) Mme Ch. Cohn, *Comptes rendus*, **223**, 1946, p. 1022.

par adsorption des particules de toute nature en suspension dans un milieu aqueux.

W. Spring a montré que l'un des meilleurs moyens pour débarrasser l'eau de ces particules est d'y ajouter une solution colloïdale et de la floculer. Mais si le but de l'opération est de recueillir les particules, les conditions doivent être précisées.

La méthode est surtout avantageuse pour des suspensions très diluées et très fines, et pour les grands volumes dont la centrifugation est malaisée et donne un mauvais rendement. Ainsi une suspension aqueuse d'oxyde ferrique (rouge à polir) assez fine pour ne pas déposer spontanément en 24 heures, et assez diluée pour être bleue par transparence, est éclaircie après addition à 1^l de 8^{mg} de As_2S_3 et de quelques gouttes d'une solution saturée d'alun. Le floculat se rassemble en 12 à 24 heures; le sulfure d'arsenic est dissous dans quelques gouttes de soude, et laisse l'oxyde ferrique concentré dans un volume de l'ordre du millième du volume primitif.

La même technique d'adsorption peut être employée lorsqu'il s'agit de concentrer les matières de toute nature contenues dans les eaux naturelles ou polluées. On peut substituer au sulfure d'arsenic le ferrocyanure ferrique, qu'on dissout dans le pyrophosphate de sodium, ou le ferrocyanure de cuivre soluble dans le sel de Seignette, la quantité de sel nécessaire pour redissoudre le floculat est d'autant plus grande que l'eau est plus impure. La méthode permet de rassembler rapidement des quantités extrêmement faibles de matières en suspension, qui échapperaient aux autres méthodes. Ainsi, huit litres d'eau potable (eau de Seine javellisée) ont donné 2^{mg} de matière sèche organique dans lesquels j'ai pu déceler la présence de N, C, S et Fe.

Pour les cellules organisées l'emploi de l'hydrate de thorium colloïdal est particulièrement avantageux. Il n'empêche pas de faire l'analyse chimique des corps adsorbés, et il est inutile de le redissoudre. Il est transparent et incolore, et présente cet avantage qu'on peut faire en sa présence l'examen microscopique d'un adsorbat. Aussi sera-t-il d'un grand secours au biologiste qui désire reconnaître et concentrer les flores des eaux et des milieux synthétiques ou naturels. Il adsorbe les colorants histologiques, mais l'alcool et l'acétone le décolorent facilement, et l'on peut en sa présence faire des colorations spécifiques telles que le Gram ou le Ziehl-Neelsen.

La technique à employer pour adsorber les flores en suspension est simple. On ajoute la thorine au liquide et l'on mélange. Si le liquide est riche en sels, la thorine flocule et sédimente en entraînant la flore adsorbée. Sinon, il suffit d'ajouter quelques gouttes d'un électrolyte, de préférence bivalent ou polyvalent, pour déclencher la sédimentation. On attend quelques heures, et l'on siphonne le liquide surnageant le floculat. On gagne du temps en centrifugeant quelques minutes après l'addition de thorine et opérant sur le culot de centrifugation. On étale sur lame comme d'ordinaire en histologie, et l'on colore.

La thorine ne devient gênante que lorsqu'on en emploie de trop grandes quantités, ou que l'on fait des étalements trop épais et par suite trop difficiles à décolorer. La quantité de thorine à employer dépend de la concentration du milieu en expérience. Les meilleurs résultats s'obtiennent dans les liquides dilués et avec peu de thorine. Il peut y avoir avantage à faire deux opérations successives sur le même liquide. Nous employons 1^{cm^3} de thorine (4 g/l de poids sec) pour 1 litre d'eau de Seine et $0,2$ à $1^{cm^3},5$ pour 10^{cm^3} d'urine.

La thorine nous a permis de concentrer ainsi des suspensions de *Escherichia coli* dans du NaCl à 8 ‰ et de compter les bactéries. Nous l'avons aussi employée pour concentrer la flore des urines de malades atteints de tuberculose urogénitale. Dans des urines sondées, de pH 6, nous avons par exemple obtenu, après coloration au Ziehl-Neelsen :

1. *Méthode ordinaire.* — Centrifugation directe de 10^{cm^3} d'urine : pas de sédiment. Étalement des dernières gouttes du fond du tube sur une lame; on compte 8 *mycobacterium tuberculosis* sur une course totale de la platine de 135^{mm}.

2. *Adsorption.* — Centrifugation de 10^{cm^3} additionnés de $0^{cm^3},5$ de thorine. Le culot est étalé sur trois lames; on compte sur un seul des trois frottis 57 *mycobacterium* pour la même course de 135^{mm}. L'enrichissement obtenu est par conséquent supérieur à 15.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur le mécanisme de certaines actions chimiques des ultrasons sur des corps en solution aqueuse.* Note de MM. **Pierre Grabar** et **Robert Prudhomme**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

De nombreux auteurs ont signalé diverses activités chimiques des ultrasons (U.S.) et plusieurs hypothèses ont été émises pour expliquer leur mécanisme : 1° action brassante de l'onde ultrasonore augmentant le nombre total de chocs entre molécules réagissantes [1]; 2° activation des molécules, notamment de l'oxygène ou d'un autre gaz dissous [2]. Laissant de côté les réactions où il y a dégagement d'un gaz (par exemple décomposition d'un diazoïque) et que les U.S. accélèrent par dégazage, nous avons voulu approfondir l'étude du mécanisme de l'action chimique des U.S. sur certains corps en solution aqueuse.

On sait depuis longtemps que les U.S. libèrent de l'iode à partir d'une solution aqueuse d'iodure de potassium, décomposent des solutions de H_2S, etc. Des auteurs [3] ont jusqu'ici imputé ces actions à l'oxydation provoquée par les U.S. en présence d'air. On a, en effet, mis en évidence dans l'eau ultra-

(1) L. Lliboutry, *J. Chim. Phys.*, **41**, 1944, p. 173-186.

(2) N. Marinesco, *Actual. Scien. Ind. Paris*, 1937.

(3) A. Kling et R. Kling, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 33, ainsi que d'autres auteurs.

sonnée en présence d'air, la formation d'eau oxygénée, de dérivés oxygénés de l'azote et celle, moins certaine, d'ammoniaque.

D'autre part, nous avons montré dans une publication antérieure [4], que sous l'effet des U. S. les corps à noyaux aromatiques (benzène, phénol, acide benzoïque, phénylalanine, tryptophanne, tyrosine, acide naphtalène *di*-sulfonique, anthracène, trinitrophénol, etc.) subissent des transformations importantes : lorsqu'ils sont en solution aqueuse les bandes caractéristiques d'absorption dans l'U. V. disparaissent, ainsi que certaines réactions colorées. Cette action sur les noyaux aromatiques explique le fait déjà connu [5] de la décoloration de certains colorants (bleu de bromothymol, rouge de phénol, tournesol, alizarine, etc.) par les U. S.

Nous avons constaté qu'il en est de même des corps à doubles liaisons : l'indice d'iode d'une solution aqueuse d'alcool allylique ou d'acide oléique diminue sous l'effet des ultrasons.

Toutes les actions mentionnées ci-dessus ne se produisent que si l'on est en présence d'une phase gazeuse et si l'on a une puissance ultrasonore supérieure au seuil de cavitation. Aucun des effets chimiques décrits ci-dessus ne se produit si les solutions dégazées sont simplement traversées par le faisceau ultrasonore : expérience facile à réaliser en introduisant le liquide à examiner dans un cylindre de verre dont les faces terminales n'arrêtent pas les U. S. (absence de phase gazeuse).

Beaucoup d'auteurs pensent, qu'en plus de la cavitation il est nécessaire, pour avoir une action chimique, d'être en présence d'oxygène ou d'air. Nous avons pu constater que cette condition n'est pas nécessaire puisque nous avons obtenu les mêmes résultats en présence de gaz inertes (azote, argon) et en partant de solutions désoxygénées. Ce dernier fait nous a amenés à penser que c'est à l'eau elle-même qu'il faut imputer l'action oxydante des ultrasons. L'expérience suivante le confirme :

Une cloche spéciale, qui sera décrite dans un article d'ensemble, contient 50^{cm^3} d'une suspension aqueuse de $Mn(OH)_2$ capable d'absorber 10^{cm^3} d'oxygène. La phase gazeuse au contact du liquide est constituée par de l'argon. Des dosages (méthode de Nicloux) montrent que les 50^{cm^3} contiennent $0^{cm^3},01$ d'oxygène dissous, l'oxygène restant dans l'argon est de $0^{cm^3},013$. On a donc en définitive un système contenant en tout $0^{cm^3},023$ d'oxygène et un précipité de $Mn(OH)_2$ capable d'en absorber 10^{cm^3}. On fait agir les U. S. (920 000 cycles/sec.; 70 watts acoustiques); le précipité de $Mn(OH)_2$ brunit peu à peu. Après 40 minutes d'irradiation, un nouveau dosage montre que le précipité a absorbé $0^{cm^3},7$ d'oxygène. Autrement dit, il est apparu environ $0^{cm^3},7$ d'oxygène pendant l'ultrasonnation (sans compter l'oxygène non dissous qui a pu se

---

[4] *Bull. Soc. Chim. biol.*, **29**, 1947, p. 122-130; *J. Chim. Phys.*, **44**, 1947, p. 145-153.

[5] Liu, Szu-Chik et Hsien Wu, *J. Am. Chem. Soc.*, **54**, 1932, p. 791.

dégager dans l'argon), soit environ 35 fois plus qu'il n'en existait dans le système initial. Dans une autre expérience, on a fait l'analyse de l'argon au contact du liquide avant et après passage des U. S. L'argon, initialement, ne contenait pas d'hydrogène (0,2 %, ordre des erreurs de dosage); après 40 minutes d'ultrasonnation, on en trouvait 2,3 %.

Il y a donc bien, en l'absence d'oxygène ou d'air, apparition d'oxygène et d'hydrogène qui ne peuvent provenir que de la décomposition de l'eau par cavitation provoquée par les U. S.

Nous avons vu, d'autre part, que si la cavitation a lieu en présence d'hydrogène, il n'y a ni action sur les dérivées aromatiques ou les colorants, ni libération d'iode à partir d'une solution d'iodure de potassium. Dans deux cas seulement jusqu'ici, nous avons vu une action chimique en présence de ce gaz : 1° Un précipité de $Mn(OH)_2$ se transforme pendant l'ultrasonnation en $Mn(OH)_3$; 2° une oxydase de l'*Agaricus campestris* perd son activité par ultrasonnation presque aussi rapidement en présence d'hydrogène qu'en présence d'air [6].

L'étude de l'influence de l'hydrogène est poursuivie actuellement.

Quel peut être le mécanisme de la décomposition de l'eau? On peut penser, comme l'a fait Frenkel [7] pour expliquer les phénomènes de luminescence provoqués par la cavitation due aux ultrasons, qu'il y a apparition de charges sur les petites bulles gazeuses et que des décharges se produisent lorsque ces bulles s'affaissent. Ces décharges peuvent provoquer soit directement, soit par l'intermédiaire d'une émission d'une onde lumineuse, une ionisation localisée intense de l'eau. Les ions $(OH)^-$ et H^+ ainsi formés réagiraient ensuite pour former des radicaux libres, responsables des réactions observées. Cette manière de voir rapprocherait beaucoup les faits que nous avons observés avec les ultrasons de ceux déjà connus concernant l'action, sur l'eau, des rayons ultraviolets et, surtout, des rayons X [8].

CRISTALLOGÉNÈSE. — *Nouveau procédé d'obtention de gros monocristaux.* Note (*) de MM. **Charles Bouhet** et **Robert Lafont**, présentée par M. Jean Cabannes.

Principe. — La croissance d'un germe G, disposé dans un vase à cristallisation V*c* rempli de solution saturée *à température constante t*, est assurée par un *apport continu et réglable de substance* dans V*c*. Cet apport est obtenu au moyen d'une *circulation créée par thermosiphon* dans la canalisation ABCDEF,

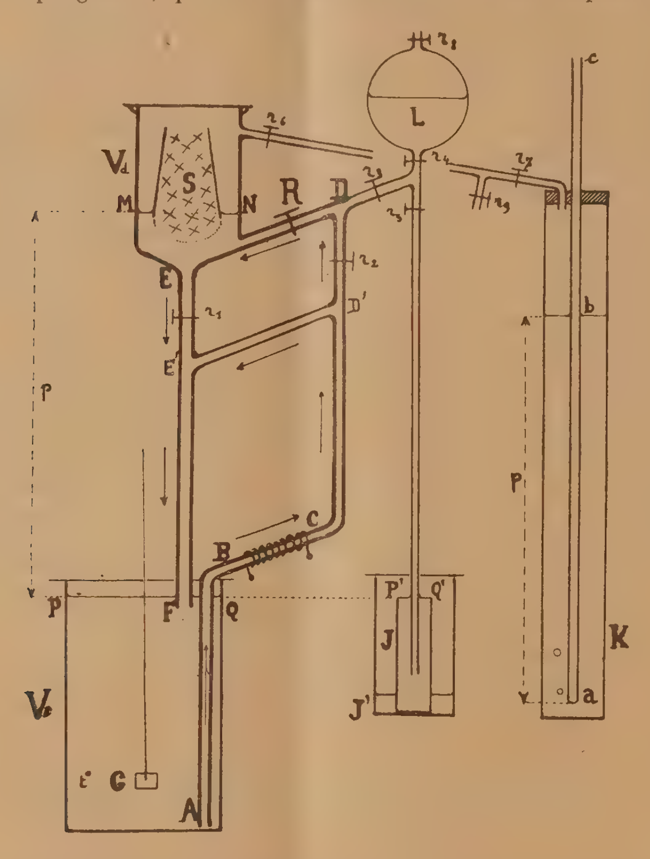
(6) Expériences faites en collaboration avec M. Voïnovitch (à paraître).

(7) *Acta Physicochim. U. R. S. S.*, 12, 1940, p. 317.

(8) G. Hevesy, *Review of Modern Physics*, 17, 1945, p. 102-111.

(*) Séance du 24 mai 1948.

passant dans un vase à dissolution V*d* où l'on dispose une réserve S de substance. La solution chaude du thermosiphon se sature à son passage dans V*d*, à une température $t + \delta t$, et retourne dans V*c* où la température reprend sa valeur initiale *t*. La solution arrivant dans V*c* est donc sursaturée pour cette température. On peut *régler cette sursaturation en agissant sur le robinet* R, très progressif, qui commande le débit du thermosiphon.



Détails techniques. — 1° *Réalisation d'une température constante en* V*c*. — L'appareil tout entier est placé dans une étuve à air à température constante réglable. La circulation dans le thermosiphon est créée par la résistance chauffante BC (consommant quelques watts) qui doit être alimentée sous une *tension parfaitement constante*; une variation de la puissance dépensée dans cette résistance produirait en effet une variation de la température moyenne du récipient V*c*.

De même le débit total de la circulation doit être rendu sensiblement constant. On y arrive en doublant la branche DE par une branche D'E', *toujours ouverte*, qui assure le passage d'une grosse partie du débit total; les

variations du débit dans DE n'influent donc qu'insensiblement sur le régime d'équilibre des températures.

2° *Réalisation d'un apport continu régulier de substance.* — On maintient continuellement de la substance en contact avec la solution en donnant à S une forme permettant un effondrement régulier de cette substance au fur et à mesure de sa dissolution; le fond de S est fermé par une étoffe fine et serrée laissant filtrer la solution, mais arrêtant les germes.

Il est nécessaire, de plus, de maintenir la surface MN à un niveau constant. Le récipient V*d* est hermétiquement clos; le liquide est amené au niveau MN en créant par aspiration en r_0 une dépression par rapport à la pression atmosphérique. Par suite de la dissolution de la réserve, les niveaux PQ et MN tendraient à s'élever, la pression à l'intérieur de V*d* à diminuer. Pour éviter cela on maintient d'abord le niveau PQ constant par un dispositif à débordement J limitant supérieurement ce niveau dans V*c*. Les surfaces libres PQ et P'Q' se mettent au même niveau par siphonnage, et le vase J, rempli du ras au bord, déverse le trop-plein en J'.

On fixe le niveau MN en maintenant constante la dépression *p*. Pour cela un manomètre-régulateur M, dérivant du flacon de Mariotte, compense par rentrée d'air en *a*, bulle par bulle, la diminution de pression se produisant dans V*d*. La différence de niveau entre MN et PQ est donc fixée par la longueur immergée *ab* du tube *abc*. Le niveau MN est par suite constant et *indépendant de la pression atmosphérique*.

On a intérêt à faire partir la circulation au ras du fond du vase V*c*, de façon à capter les parties les plus denses, donc les plus sursaturées de la solution; on évite ainsi la formation spontanée de cristaux sur le fond de V*c*. Si la sursaturation dans ce vase venait à croître, il se dissoudrait de moins en moins de substance dans le vase à dissolution V*d* la sursaturation en V*c* tendrait vers une limite et la régularité de croissance du cristal en serait accrue. Un couvercle ne fermant pas hermétiquement, mais cependant bien ajusté, est placé sur V*c* pour éviter la formation de sels grimpants par évaporation. Les robinets r_1 à r_9 servent uniquement aux réglages du début; ils permettent de plus la recharge de la réserve S en cours d'opération.

Avantages de la méthode. — Le cristal se forme à une température constante que l'on peut choisir à volonté. Sa vitesse de croissance est parfaitement réglable; on peut en particulier la rendre aussi lente que l'on désire au début de la fabrication (période critique), et l'accélérer ensuite au fur et à mesure de la croissance du cristal. Les dimensions de ce dernier ne sont limitées que par celles du vase à cristallisation V*c*, que l'on choisit suivant le résultat désiré.

Résultats. — Ce procédé a été expérimenté avec succès sur le chlorate de sodium, et sur les sulfates de magnésium et de zinc.

GÉOLOGIE. — *Sur la structure du Moul ed Demamène (Chaîne Numidique-Algérie).* Note de M. **Michel Durand-Delga**, présentée par M. Paul Fallot.

La chaîne numidique sépare le massif ancien de la Petite Kabylie, au Nord, du bassin néogène de Constantine, au Sud. Allongée Est-Ouest, elle est constituée par des reliefs discontinus de calcaires jurassiques dominant des dépressions occupées par des schistes crétacés. Le cours méridien de l'Oued-el-Kébir, suite du Rummel, la traverse dans sa partie occidentale. Le long du fleuve, les cartes montrent l'épanouissement des formations jurassiques et crétacées, qui, au lieu des quelques kilomètres de largeur qu'elles offrent d'ordinaire, en atteignent ici une vingtaine; en plan, les terrains secondaires dessinent un rentrant, pénétrant vers le Nord dans le massif ancien jusque près d'El Milia. Une arête liasique, que l'Oued-el-Kébir franchit aux gorges de Bir Lakdar, limite au Sud ce rentrant secondaire, dominé, sur la rive droite, par le massif du Moul ed Demamène. Ce dernier a été cartographié par M. Bétier ([1]) qui en a donné, avec M. Roubault ([2]), une courte description; la conclusion en est que ce massif « *se présente comme un dôme anticlinal* où *les schistes cristallins reposent sur le Lias et le Crétacé inférieur fossilifères.* » A la faveur de récentes observations, une nouvelle interprétation tectonique me semble possible.

A l'aval de Bir Lakdar, l'Oued-el-Kébir pénètre dans une zone schisteuse crétacée, et son versant oriental montre la coupe suivante : à la base, vers Tissimiran, le Flysch albo-aptien, pendant au Sud de 30° environ, s'enfonce sous des schistes calcareux à Céphalopodes du Néocomien. Sur cette série renversée repose le rocher du Djebel Maharda. Coupé par un abrupt de 600^{m}, dans une série normale de Lias subhorizontal, il comprend, de bas en haut, les termes suivants : 100^{m} de dolomies brunes, 400^{m} de calcaires bleuâtres à silex (Sinémurien), 100 à 150^{m} de marno-calcaires à passées marneuses (Charmouthien et Toarcien); au sommet, enfin, des calcaires et schistes jaunes, micacés et gréseux, passent latéralement à des calcaires blancs massifs (Dogger?). Vers le Nord, cet ensemble est complété en succession normale par des couches jurassiques plus récentes, puis par du Néocomien et du Flysch albo-aptien. La base de la série jurassique repose incontestablement sur la tranche des schistes crétacés de la zone de Tissimiran; la surface de contact anormal, à peine inclinée au Nord, est localement minéralisée en hématite brune (mine de Tissimiran). Le Crétacé renversé subordonné (parautochtone?) disparaît totalement, au niveau de Taskif, sous la masse jurassique qu'affectent là quelques plis vigoureux et des failles; dans la vallée apparaît du Trias, sans doute associé à la base de l'écaille.

J'appellerai « écaille du Dj. Maharda » cette série chevauchante. Sur son Dogger reposent mécaniquement, au niveau de Bou Djoudoun, des schistes calcareux néocomiens; la surface de contact anormal, à peine inclinée vers l'Est, est localement minéralisée en cuivre gris. Cette unité, que je nomme « écaille de Bou Djoudoun », se lamine au Nord, mais se développe vers le Sud; son matériel est composé, là, de Flysch albo-aptien.

Sur l'écaille de Bou Djoudoun reposent à leur tour des dolomies blanches, massives,

---

([1]) Carte géologique de Algérie. Feuille d'Aïne Kechera au 1/50000e, 1933.

([2]) *C. R. somm. Soc. géol. France*, 1933, n° 11, p. 165.

vraisemblablement jurassiques, formant un mince liséré divisé en plusieurs tronçons et allongé sur plus de 4km, du Nord au Sud. Cette bande prend de l'ampleur au sud de Bou Djoudoun, où, aux dolomies, s'ajoutent des calcaires à silex et des schistes multicolores, pareillement attribuables au Jurassique. Cette écaille supérieure dépasse vers le Sud les lames inférieures, et son bord méridional arrive directement sur le Crétacé parautochtone.

Recouvrant cette unité supérieure et formant les sommets du Moul ed Demamène, règne enfin un complexe, incliné vers l'Est, et qui me semble attribuable, au moins en partie, au Primaire.

Il comporte, à la base, des schistes satinés, s'enrichissant parfois en niveaux gréseux et contenant ailleurs des lentilles de quartzites ou de calcaires finement lités. Sur ces niveaux, non métamorphiques, viennent de puissants calcschistes, durs, à lits discontinus de quartz; des filons-couches d'une dolérite ophitique, déjà citée par M. Bétier, s'intercalent dans ces assises, auxquelles font suite vers le Nord des schistes séricíteux aux couleurs vives, puis des micaschites francs.

Ainsi la rive droite de l'Oued-el-Kébir montre une série primaire reposant sur un complexe crétacé; entre ces deux unités s'intercalent trois lames : l'écaille des dolomies au sommet, celle de Bou Djoudoun au milieu, celle du Dj. Maharda à la base. Toutes ces unités chevauchantes pendent faiblement vers le Nord.

Sur la rive gauche de l'Oued, entre les Mechtat Sassenene et Daressem, une barre de micaschistes appartenant au massif cristallin est posée horizontalement sur le Flysch crétacé parautochtone. Il n'y a ici aucune trace des écailles intercalaires si puissantes sur l'autre rive. C'est seulement plus au Sud, vers la Mechtat Zoulane, qu'une lame à matériel triasique et liasique apparaît entre micaschistes et Crétacé; elle se développe vers le Sud-Ouest.

Le rentrant secondaire de l'Oued-el-Kébir révèle donc le chevauchement vers le Sud d'une puissante série paléozoïque, en partie métamorphique, sur le Crétacé et le Jurassique appartenant au domaine de la chaîne numidique. L'ampleur du déplacement du complexe primaire (plus de 7km), l'importance des écailles intercalaires, font prévoir que, dans cette zone, les dislocations du bord méridional du massif cristallin de la Petite Kabylie constituent autre chose qu'un accident local.

OCÉANOGRAPHIE. — *Sur la géologie sous-marine du Rech Lacaze-Duthiers, cañon sous-marin du Roussillon.* Note (*) de M. **Jacques Bourcart.**

Parmi les nombreuses théories émises pour expliquer les cañons sous-marins, deux seules sont à retenir : leur creusement soit par des rivières subaériennes, soit par des écoulements boueux sous-marins [R. A. Daly (1)].

Il est donc important pour trancher ce dilemne de connaître la forme et la nature de leurs rives et de les comparer à ce que l'on sait des cañons amé-

(*) Séance du 24 mai 1948.

(1) *Am. Journ. Sc.*, **31**, 1936, p. 401-420.

ricains ([2]). Nous avons tenté de déterminer la forme du rech Lacaze-Duthiers dans une précédente Note ([3]). Quant à la nature de la roche qui constitue ses parois, quelques dragages avaient déjà été tentés en 1893 sur le *Rolland* par Georges Pruvôt ([4]) et par moi-même en 1946 sur le Dragueur 333 ([5]).

En 1947, à bord du Chasseur 142, deux autres dragages ont pu être exécutés, ramenant des fragments à cassure fraîche arrachés des parois; ces renseignements ont été complétés par des prélèvements au ramasseur Léger ou avec un carottier. Les résultats sont les suivants :

Dragages sur les parois du rech (partie initiale du rech). — *Dr. A.* **10**, — 360-— 160, *Prél. A.* **11**, — 250, *A.* **12**, — 240. *a.* calcaire gréseux jaune : quartz de 0,5 à 0^{mm},3, calcaire cristallin à calcite maclée, calcaire crayeux à Foraminifères (Crétacé) ([6]), feldspath, chlorite, muscovite, amphibole, zircon; le ciment est en calcite finement grenue (Quaternaire ancien?).

Prél. A. **12**, — 240, 17, — 350, **24**, — 310, *A.* **7**, — 390. *b.* Marne compacte bleu d'azur à 35 % de CO_3Ca (vase actuelle du rech 13), 16 % de sablon quartzeux aigu (contre 20 à 25 %) de 0,03 à 0^{mm},02, grains roulés de craie, de glauconie, biotite décolorée, ciment : poudre de calcite détritique avec Coccolites et rares Foraminifères, spicules siliceux (*Pliocène ancien ou Sicilien?*).

Prél. **29**, — 310-— 380, et *dragage de* 1946 (roche Fountaindreau?); *c.* grès grossier brun et conglomérat fin, éléments bien roulés : quartz de filon 10 à 0^{mm},5, granite, schistes à chlorite, quartzite, calcaire noir; ciment ferro-manganique avec poudre quartzeuse (Pliocène supérieur?).

Il semble que ce soit du voisinage que proviennent les galets très roulés, parfois « gros comme une tête d'enfant » que signalait Pruvôt. Ce dépôt correspond à des reliefs accentués dans le rech.

Dr. A. **18**, — 780-— 700; *d.* calcaire gris bleu, finement cristallin, avec nombreux fossiles à tests blancs : Lamellibranches, surtout *Cytherea* et *Callista pedemontana* Ag., sablon de 0,3-0^{mm},2, feldspath, amphibole, chlorite, muscovite, zircon, glauconie et débris phosphatés, grains de calcaire crayeux crétacé.

La roche est presque semblable au Miocène de Salies de Béarn; elle semble former la partie supérieure de la série, presque verticale, de la gorge.

Aucun échantillon plus ancien n'a pu être ramené de la gorge. D'après les coupes levées au sondeur enregistreur, elle paraît faite de roches imperméables et tendres. Le fond mobile de la gorge, sous une épaisseur faible de vase sableuse grise, analogue à la *vase côtière* du Plateau continental ([7]), est formé par un cailloutis arrondi et très poli, de 30 à 5^{mm} de grand axe. Outre des éléments cristallins et métamorphiques, patinés de fer, semblant détachés du

([2]) Discussion et analyse critique dans Umbgrove, *The pulse of the Earth*, La Haye, 1947.

([3]) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1632-1633.

([4]) *Arch. Zool. exp. et gén.*, 3e série, **2**, 1894, p. 599-672.

([5]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1175-1177.

([6]) Les déterminations des Foraminifères caractéristiques ont été faites par M. Pierre Marie.

([7]) *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 137-139.

conglomérat *c*, on en trouve, en nombre au moins égal, qui se placeraient dans la série sédimentaire des Corbières : 1° des calcaires cristallins à Foraminifères urgoniens; 2° des calcaires blancs à *Orbitolina* et *Ovalveolina ovum*, Cénomanien moyen ou supérieur du type des Corbières; 3° des calcaires quartzeux et glauconieux à *Lithothamnium* et Bryozoaires et Foraminifères éocènes ou oligocènes; 4° des grès grossiers à ciment ferrugineux (analogues à *c*); 5° des calcaires gréseux à *Rotalia Beccarii*, *Amphiroa*, débris de coquilles et glauconie (analogues à *a*).

Ces éléments existent aussi dans les graviers du Plateau continental; il semble donc qu'ils pourraient venir de l'érosion des Corbières ou d'une couverture pyrénéenne. Les graviers contiennent des coquilles de Lamellibranches très altérées, comprenant des espèces de mers froides, déjà trouvés par Pruvôt et Robert sur le Plateau du Cap Creus et qu'ils estimaient siciliennes. Vu la trés faible épaisseur de la vase actuelle, il est plus normal de lui donner un âge plus récent ([5]).

On peut essayer de restituer ainsi la stratigraphie de la gorge sous-marine :

a. calcaire ou grès du Quaternaire ancien jusqu'à la cote –240, –250;

b. marne bleue, (Sicilien ou Pliocène ancien) jusqu'à la cote –380;

c. conglomérats ou grès à ciment ferro-magnésien (Pliocène supérieur) entre –310 et –380. Si l'on admet que les marnes bleues sont plaisanciennes, ils remplissent un ancien thalweg.

d. calcaires bleus vindoboniens, reconnus entre –700 et –780, base à –850?

e. série inférieure, d'âge inconnu.

HYDROLOGIE. — *Analyse de la série des niveaux moyens d'un cycle crue-étiage au pont d'Austerlitz*. Note (*) de M. **Vladimir Frolow**.

Les analyses précédemment publiées ([1]) ont montré la possibilité de prévision à longue et très longue échéance : 1° du niveau moyen annuel de la Seine à Paris, 2° de la cote maximum atteinte par le fleuve entre deux étiages d'été consécutifs, et 3° de la production de cette cote.

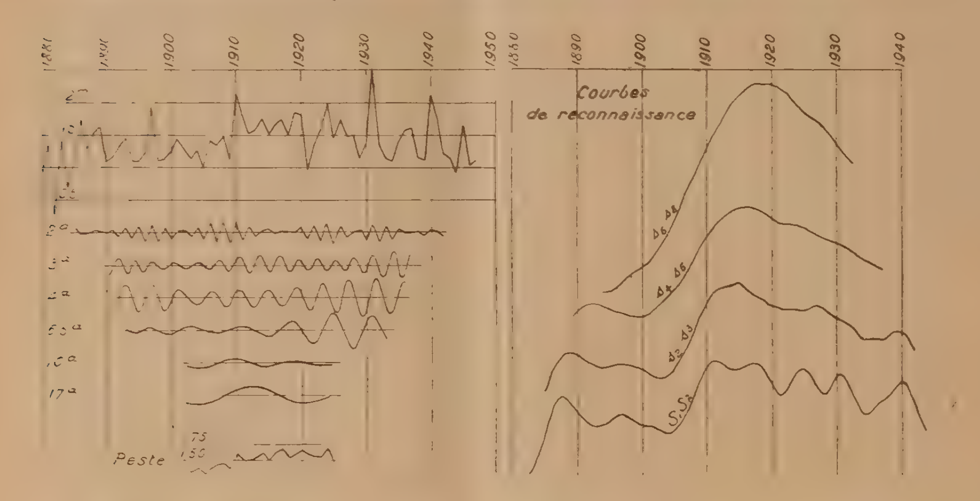
Pour compléter l'étude de l'échelle du pont d'Austerlitz une nouvelle série a été formée à partir des moyennes mensuelles. Elle comprend les valeurs du niveau moyen d'une crue et de l'étiage qui la suit. On examine donc des cycles hydrologiques complets. En règle générale on a fait commencer une année hydrologique par le mois dont le niveau moyen était supérieur à celui qui l'a précédé. Ce premier mois est celui d'août (11 cas), de septembre (18 cas), d'octobre (32 cas), de novembre (5 cas) ou de décembre (2 cas). La durée

(*) Séance du 19 mai 1948.

([1]) *Cahier* n° 1 *de la Commission du bassin de la Seine*, Paris 1941; *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 942-944.

d'un cycle ou d'une année hydrologique était, d'autre part, de 15 à 9 mois (un cas de chacun de ces extrêmes) en passant par 14 (6 cas), 13 (13 cas), 12 (29 cas), 11 (11 cas) et 10 mois (7 cas). Les termes de la série ainsi constituée sont datés de l'année de l'étiage qu'ils englobent et sont sous ce rapport directement comparables à la série des maxima annuels déjà publiée. La série des cycles hydrologiques est actuellement longue de 68 ans (1880-1947).

Il est visible sur le graphique accompagnant cette Note que la crue de 1910,



la plus haute observée (cote max. 8m,62) était aussi une des plus abondantes, mais elle fut dépassée en cela par celle de 1931, dont le maximum (5,98) occupe la dixième place seulement. Par contre, la crue de 1924, deuxième par la cote du maximum (7,32), est très peu marquée sur le graphique des moyennes : elle se présentait sous forme d'une seule poussée, haute mais courte.

Le fait que le niveau de la Seine à Paris est contrôlé par le barrage de Suresnes impose une restriction quant aux amplitudes et aux périodes des composantes isolées par le calcul, de même que cela a été fait pour le niveau moyen annuel. La comparaison avec les résultats de calcul antérieurs montre que pour le niveau moyen d'un cycle hydrologique examiné ici, l'influence de contrôle des niveaux n'est pas non plus négligeable, mais qu'elle reste, cependant, secondaire. En effet, la marche de l'amplitude des composantes, leur période et leur importance dans le développement ne sont pas essentiellement différentes dans les trois analyses citées, mais ici le *Reste* est meilleur que pour les moyennes annuelles. Cela peut être rapproché du fait que la nouvelle série décrit mieux l'ensemble d'un cycle hydrologique naturel.

Les analyses des trois séries donnent ainsi trois descriptions concordantes d'un même phénomène envisagé différemment. Ce résultat est dû à l'origine naturelle commune des séries, mais aussi à l'application d'une même méthode

d'analyse. Ce n'est donc pas cette concordance qui justifie la publication des trois séries, c'est leur utilisation possible pour la prévision à longue échéance.

Voici comment peut être envisagée cette technique. Dès le début d'une année civile la série des moyennes annuelles permet d'apprécier le niveau moyen pendant l'année commencée. On a ainsi une première indication sur l'ampleur du début de la crue de l'année prochaine. Au mois de mai la série des maxima et celle de leur date permettent d'annoncer les deux éléments correspondants de la crue de l'hiver prochain. Enfin, la série publiée actuellement fournit une prévision du niveau moyen de cette crue, ce qui caractérise l'abondance de celle-ci et complète les renseignements obtenus auparavant.

La méthode d'analyse de M. et M[me] Labrouste conduit ainsi à des règles pratiques d'obtention de renseignements successifs et se complétant sur l'évolution d'un phénomène naturel en envisageant les propriétés intrinsèques de celui-ci.

N. B. — Les valeurs des termes de la série analysée dans cette Note sont (le premier se rapporte à 1880 et le dernier à 1947) :

0,88; 1,35; 0,26; 1,42; 0,69; 1,07; 1,76; 1,28; 1,55; 1,64; 1,10; 1,17; 1,37; 1,46; 1,09; 1,09; 1,24; 1,95; 1,09; 1,13; 1,23; 1,43; 1,29; 1,13; 1,27; 0,98; 1,42; 1,34; 1,48; 1,12; 2,16; 1,78; 1,53; 1,58; 1,77; 1,49; 1,66; 1,75; 1,50; 1,86; 1,80; 0,96; 1,35; 1,57; 1,99; 1,43; 1,74; 1,47; 1,49; 1,13; 1,41; 2,54; 1,34; 1,13; 1,09; 1,40; 1,57; 1,61; 1,13; 1,12; 2,11; 1,79; 1,20; 1,14; 0,91; 1,66; 1,04; 1,11.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Diversité des types de comportement au photo- et au thermo-périodisme dans le genre* Viola (*Violettes et Pensées*). Note de M. **Pierre Chouard**, présentée par M. Louis Blaringhem.

J'ai étendu à 11 espèces de *Viola* et à 9 conditions expérimentales mes recherches antérieures sur le déterminisme de la floraison et de la croissance chez ces plantes [1]. Ces espèces et ces conditions ayant été indiquées dans les Notes citées en référence, je résumerai seulement les résultats obtenus à ce jour :

Les espèces de *Viola* que j'ai étudiées se partagent en trois types principaux d'après leurs modes de réponse aux agents physiques de stimulation :

a. Les *Pensées* (*V. cornuta*, *V. tricolor* var. *subalpina*) sont clairement héméropériodiques : pour fleurir, elles n'exigent qu'un minimum d'heures quotidiennes d'éclairement ($>$ 10 à 14[h] selon les espèces); la floraison est d'autant plus hâtive et abondante que la durée d'éclairement est plus grande, jusqu'à l'éclairement continu. Ces plantes n'ont aucune cause interne d'arrêt de végétation : si la température est tiède et la fertilisation suffisante, la

---

[1] *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1523; *Bull. Soc. Bot. Fr.*, **93**, 1946, p. 373; et **94**, 1947, p. 399.

croissance est indéfinie, en courtes rosettes végétatives si les jours sont courts, en longs rameaux constamment ramifiés et fleurissants si les jours sont longs. Le froid hivernal peut tuer partiellement ou totalement les espèces annuelles; les vivaces repartent du pied; le type de croissance après l'hiver est d'emblée celui qu'impose la durée de l'éclairement fourni alors. Le transfert des conditions de jour long en jour court, ou réciproquement, change à volonté le type de croissance et de floraison en moins d'un mois; l'inhibition des ébauches florales élaborées en jour long se traduit, après transfert en jour court, par la formation, durant quelque temps, de boutons qui avortent.

Les *Violettes* ont en commun l'aptitude à produire des fleurs chasmogames (normales) en jours courts, des fleurs cléistogames (petites, closes mais fécondes) en jours longs; mais elles montrent de nombreuses variantes, parmi lesquelles je choisirai deux types extrêmes :

b. Viola silvestris en jours courts exige impérieusement une période froide pour pouvoir produire ensuite des fleurs chasmogames; mais, après une telle période, il faut des jours assez longs et durant un temps prolongé pour transformer en fleurs cléistogames les ébauches florales qui sont élaborées. En jours indéfiniment courts, les fleurs chasmogames paraissent après chaque période de froid hivernal; mais si la température reste constamment tiède, les fleurs ne reparaissent plus, ou seulement en boutons qui avortent très jeunes, bien que la croissance végétative soit alors indéfiniment active. En jours indéfiniment longs ou continus, la floraison est normalement cléistogame; elle l'est indéfiniment et sans interruption si la température est constamment tiède; mais si le froid hivernal intervient, il paraît d'abord des fleurs chasmogames, même en jour continu, bientôt suivies des fleurs cléistogames. Le transfert de longs jours en jours courts est suivi, après un délai de trois mois environ, de l'apparition d'une poussée de fleurs chasmogames; comme les jours de 13 à 14 heures ou moins permettent déjà la manifestation de l'état chasmogame, on comprend que cette espèce et ses analogues montrent parfois des fleurs colorées à la fin des automnes doux. Le transfert inverse fait apparaître les fleurs cléistogames au bout de trois mois environ.

c. Viola odorata, en jours indéfiniment courts, voit bien aussi sa floraison chasmogame favorisée par la période de froid hivernal, mais cette stimulation thermopériodique n'est pas indispensable comme dans le cas précédent : en température constamment tiède, des fleurs chasmogames apparaissent en poussées irrégulières. Cependant, il suffit d'un faible allongement de la période d'éclairement au delà des 8 heures des jours courts pour transformer rapidement les ébauches florales en fleurs uniquement cléistogames; aussi cette espèce ne fleurit-elle en fleurs colorées qu'au début du printemps ou même à la fin de l'hiver. En journées un peu longues, *a fortiori* en journées continues, la floraison cléistogame est continuelle, tant que la température est favorable, et elle reprend d'emblée cléistogame après chaque période de froid. Autrement

dit, *Viola odorata* est, pour sa floraison chasmogame, beaucoup moins exigeante en thermopériodisme que *Viola silvestris*, mais elle est, pour ce type de floraison, beaucoup plus strictement nyctopériodique (de jour court).

Le comportement des diverses Violettes se rapproche plus ou moins de l'un ou de l'autre de ces deux types extrêmes. Par exemple, *V. hirta* est, pour sa floraison chasmogame, presque aussi thermopériodique que *V. silvestris*, mais aussi nyctopériodique que *V. odorata*. La Violette *de Parme* se rapproche sensiblement du comportement de *V. odorata*, mais elle est encore plus indifférente au thermopériodisme. *V. arenaria* et surtout *V. lancifolia* se comportent à très peu près comme *V. silvestris*, etc.

Malgré ces diversités de réactions de floraison, les réactions de croissance sont bien plus uniformes : feuilles à pétioles longs et plus dressés, stolons (si l'espèce en comporte) longtemps poussants, en jours longs; feuilles à pétioles plus courts, plus réfractés, stolons poussant peu ou pas, en jours courts.

La diversité des comportements découverts dans le genre *Viola*, entre espèces souvent voisines, parfois capables de s'hybrider ou de se greffer, permet de penser que ce genre peut devenir l'un des plus féconds objets d'étude pour l'analyse du mécanisme d'action des facteurs de stimulation de la croissance et de la floraison.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Démonstration de la nature humorale de l'action histogène exercée par les bourgeons.* Note (*) de M. **Guy Camus**, présentée par M. Joseph Magrou.

Nous avons montré précédemment [1] [2] que les bourgeons en voie de croissance provoquent, dans les tissus sous-jacents, des remaniements histologiques caractérisés par une dédifférenciation progressive suivie d'une redifférenciation de formations conductrices. Cette influence est polarisée et ne s'exerce que dans le sens feuille-racine. En greffant par la suite des bourgeons sur des tissus divers, nous avons constaté que l'action histogène des bourgeons greffés s'exerce de la même manière, après avoir traversé la région de soudure [3].

Ces résultats laissaient supposer qu'il s'agissait d'un mécanisme humoral. Pour apprécier la valeur de cette hypothèse, il était nécessaire de rechercher si l'action organisatrice des bourgeons pouvait s'exercer à travers une pellicule de substance perméable. A cet effet, nous avons placé des bourgeons sur l'extrémité foliaire de fragments de racine d'Endive cultivés *in vitro*, en les séparant par une mince feuille de cellophane.

(*) Séance du 19 mai 1948.

[1] *Comptes rendus*, **219**, 1944, p. 34-36.

[2] *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 154-156.

[3] *Comptes rendus*, **221**, 1945, p. 570-572.

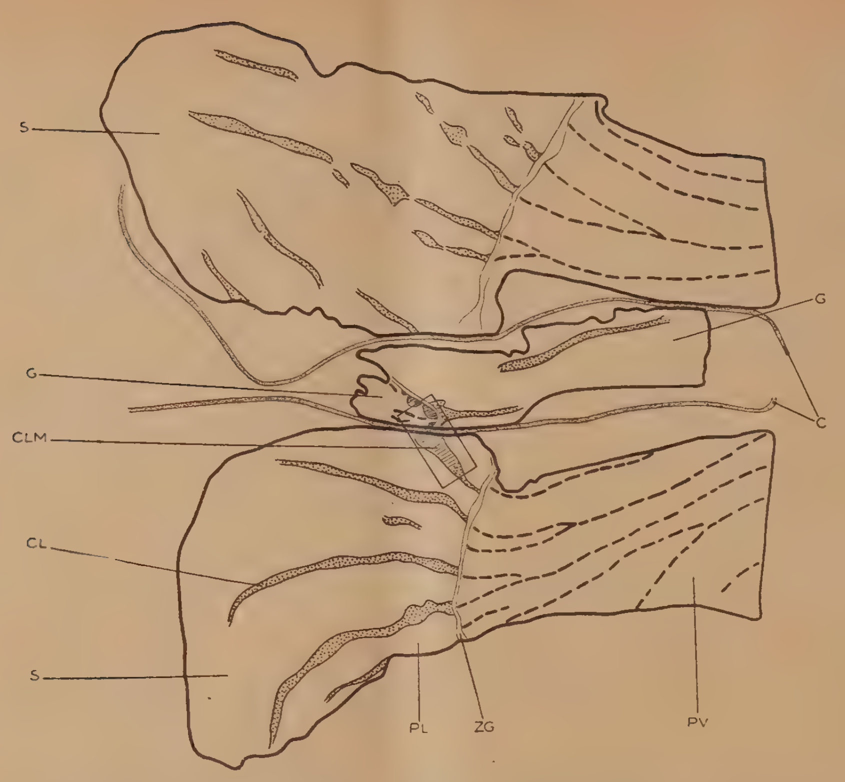


Fig. 1. — Coupe transversale pratiquée dans un fragment de racine d'Endive (S), sur lequel on a fait agir pendant 7 jours un bourgeon (G) isolé par une pellicule de cellophane (C). On contate qu'un des cordons libériens du sujet (CL), se trouvant au voisinage de la zone génératrice des tissus situés à la base du bourgeon, s'est profondément modifié (CLM). PV, parenchyme vasculaire. PL, parenchyme libérien. ZG, zone génératrice.

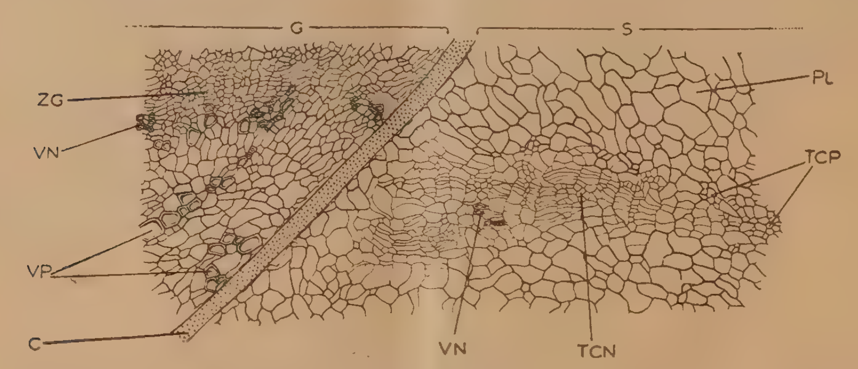


Fig. 2. — Détail de la région du fragment de racine dans laquelle s'est manifestée l'action histogène du bourgeon (quadrilatère *fig.* 1). On distingue à gauche, en dessous de la zone génératrice (ZG), les formations vasculaires du bourgeon (VN), ainsi qu'une partie du parenchyme vasculaire contenant des vaisseaux de fort calibre (VP). De l'autre côté de la cellophane, dans le parenchyme libérien (PL) du fragment de racine, contenant des tubes criblés préexistants (TCP), on remarque une plage dédifférenciée au sein de laquelle sont apparus quelques vaisseaux néoformes (VN), ainsi que quelques tubes criblés (TCN).

L'examen de coupes anatomiques nous a montré que, malgré la cellophane ainsi interposée entre le bourgeon et le fragment de racine, des remaniements histologiques se sont produits dans les régions du fragment qui étaient situées en face de la zone génératrice du bourgeon. Les formations induites de cette manière étaient absolument identiques à celles que provoquaient par des bourgeons apparus spontanément. La figure 1 représente en coupe transversale les positions respectives des tissus situés à la base du bourgeon et du fragment de racine, séparés par le film perméable. La figure 2 permet d'apprécier le détail des remaniements histologiques provoqués par le bourgeon dans un cordon libérien du fragment de racine.

En résumé, les résultats de ces expériences démontrent que l'action histogène exercée par les bourgeons met en œuvre un mécanisme humoral.

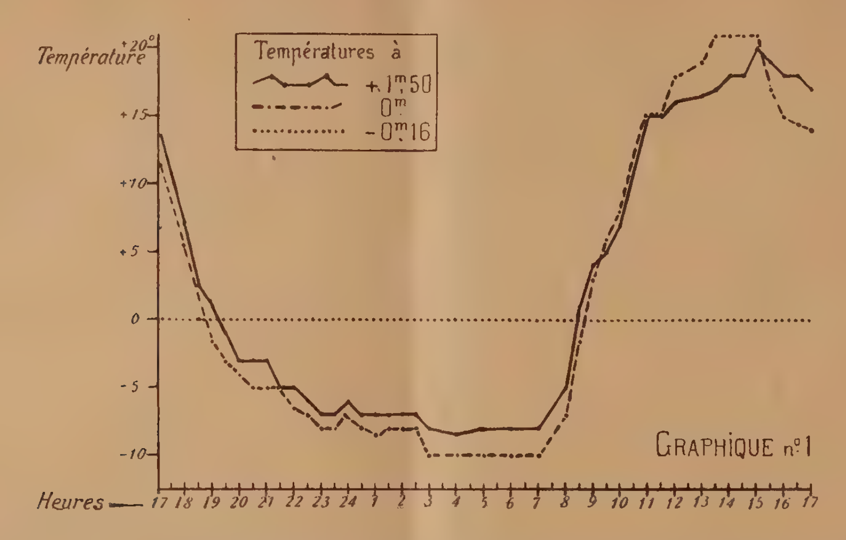
ÉCOLOGIE. — *Remarques écologiques sur une tourbière du Jura.* Note (*) de Mlle **Reine-Marie Joignerez**, présentée par M. Roger Heim.

La température est l'un des facteurs écologiques déterminants. Quelques-uns des auteurs les plus récents mentionnent des mesures de température maxima et minima, les fluctuations entre ces températures pendant de courtes périodes, à différentes saisons, ou donnent les résultats d'enregistrements continus. En général, ces températures sont prises au niveau du sol, à des hauteurs variant entre quelques centimètres et 1^m; quand la variation de température est indiquée en détail, elle ne concerne que la période diurne. Il a donc paru intéressant de relever des températures de demi-heure en demi-heure, pendant 24 heures.

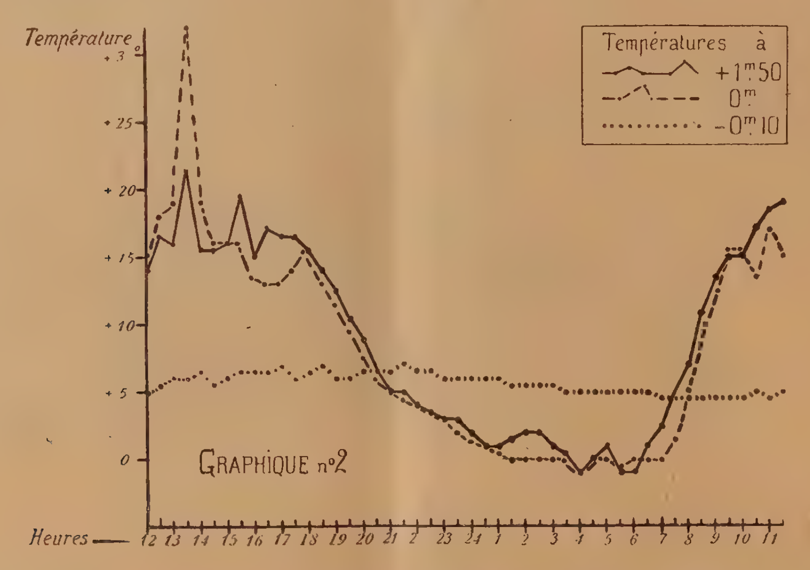
Les mesures suivantes furent effectuées dans la partie bombée d'une tourbière du Doubs, peuplée principalement de *Pinus uncinata*, *Calluna vulgaris*, *Vaccinium uliginosum* et *Myrtillus*, *Andromeda Polifolia*, et Sphaignes, au Narbief, du 5 au 6 mars 1948, et aux Guinots, du 20 au 21 avril, dans deux stations analogues, par beau temps, faible bise dans la journée, et nuit calme. L'un des thermomètres était placé à $1^m,50$ au-dessus du sol, suspendu à une branche de *Pinus uncinata*, l'autre dans la partie supérieure de la couche de Sphaignes, et légèrement recouvert par elles; deux autres étaient enfoncés dans les Sphaignes, à -10 et -16^{cm}. Examinons les deux graphiques. Sur le premier, les Sphaignes étant gelées, le thermomètre placé à -16^{cm} est demeuré à $0°$, tandis que le thermomètre placé à la surface des Sphaignes gelées donne des températures dont l'amplitude de variation atteint $31°$, dépassant de quelques degrés les températures maxima relevées à $1^m,50$. Le graphique n° 2 présente des résultats analogues. A -10^{cm}, les Sphaignes ne sont plus gelées, mais l'amplitude est très faible, seulement $3°$. Dans le courant de la matinée, la

(*) Séance du 24 mai 1948.

température à 0^m devient généralement supérieure à celle de l'air (à $+1^m,50$). Puis, tandis que dans les parties basses de la courbe, elle reste constamment



inférieure dans le graphique n° 1, elle se rapproche très sensiblement de la température à $1^m,50$, lui devient égale, et même la dépasse entre 5^h30 et 6^h dans le graphique n° 2.



En résumé, chute rapide de la température au niveau du sol, et à $1^m,50$ à partir de 5^h, jusque vers 23^h, puis descente plus lente avec minimum après le lever de Soleil (entre 6 et 7^h pour le graphique n° 1, et entre 5 et 6^h pour le n° 2).

Ceci n'apparaît pas sur le graphique n° 1, mais il est probable que des observations à intervalles plus rapprochés auraient fait apparaître ce décalage. C'est ensuite une brusque remontée de la température : 31° en 5 heures, le 6 mars, et un palier avec oscillations. A 0^m, le maximum se situe vers 21^h30, et le minimum vers 11^h. La courbe offre donc un décalage par rapport aux deux autres, dû à l'absorption lente et incomplète de la chaleur par les Sphaignes.

Ces résultats, si limités soient-ils, n'en contribuent pas moins à préciser quelques-uns des caractères du microclimat d'une tourbière à Sphaignes.

PATHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Observations sur certaines lésions des Laminaires.* Note de M. **Jacques Pochon**, présentée par M. Joseph Magrou.

La maladie qui s'attaque aux champs des Laminaires n'a pas encore, à notre connaissance, suscité de recherches. C'est en effet pour un tout autre but que Billet, en 1888, isola deux espèces de germes qu'il décrivit avec leur cycle évolutif. Il ne s'agissait que d'une microflore banale.

En vue d'élucider l'origine de cette *maladie des Laminaires* et de rechercher si elle ne serait pas, comme la *maladie des Zostères*, d'étiologie microbienne, nous avons prélevé, sur la côte française de l'Atlantique, des échantillons de *Laminaria cloustoni* qui nous paraissaient atteints et qui présentaient des altérations encore localisées (petites ulcérations perforantes ou non) au niveau de la fronde. Des fragments de régions ulcérées et non ulcérées ont été préparés pour examen histologique et bactériologique.

Ce sont les *examens histologiques* qui nous ont fourni les résultats les plus intéressants. A l'examen des coupes, notre attention a été attirée d'emblée par des altérations de l'appareil mucigène. Nous avons constaté, dans ce système lacunaire, un nombre plus ou moins considérable de bactéries. Tantôt celles-ci tapissent de façon discrète la paroi des cellules parenchymateuses bordantes, tantôt elles forment de véritables amas, enrobés dans le mucus, surtout importants au niveau des tubes excréteurs.

Ces bactéries sont-elles de simples saprophytes banaux proliférant dans le mucus ou ont-elles un rôle pathogène ? En faveur de cette seconde hypothèse l'examen des coupes fournit deux arguments.

En premier lieu, on constate assez souvent des cellules parenchymateuses en bordure du système lacunaire qui sont envahies par les bactéries : leur protoplasme en paraît littéralement bourré et l'on constate alors une rupture de la membrane cellulaire formant la paroi du système lacunaire : parfois c'est un groupe de cellules contiguës qui sont ainsi contaminées, amorçant une lésion.

En second lieu, on note parfois, dans la lumière même du système lacunaire, des débris cellulaires en amas plus ou moins importants, complètement recouverts de bactéries; il s'agit d'un stade plus avancé de la lésion : les cellules contaminées, que nous avons décrites plus haut, se détachent, se

vident et leur désintégration complète se poursuit dans les cavités lacunaires. Étant donnée l'extrême étendue du réseau anastomatique, ces débris cellulaires contaminés peuvent être une cause d'essaimage de l'infection.

Passant à l'examen des ulcérations nous avons constaté que, après disparition des cellules superficielles et des couches externes de cellules à phéoplastes, les cellules parenchymateuses mises à nu en voie de désintégration sont le siège d'une pullulation bactérienne intense; lorsque l'ulcération atteint en profondeur la région médullaire, les cellules allongées qui la constituent sont également infectées avant leur élimination. Or on sait le rôle que jouent ces cellules (cellules criblées) dans la circulation. Ici apparaît également le rôle de ces éléments dans l'extension, à distance, de l'infection. Il ne paraît pas, cependant, que la microflore infectant les tissus ulcérés ait la même importance et la même signification que celle du système lacunaire. C'est tout au moins ce que laisse penser l'examen de frottis bactériens.

Examen des frottis bactériens. — En effet, les prélèvements faits au niveau des ulcérations mettent en évidence une microflore extrêmement variée contenant à la fois des bactéries (se colorant et ne se colorant pas par la méthode de Gram), de types très divers, et des champignons. Il s'agit évidemment d'une microflore de surinfection au niveau du parenchyme mis à nu.

Cultures. — D'ailleurs les cultures réalisées avec des produits de grattage des ulcérations ont permis d'isoler des espèces très diverses et dont il est pratiquement impossible de déterminer le rôle pathogène.

De l'ensemble des constatations rapportées dans cette Note, il ressort que deux aspects de lésions peuvent être décrits chez les Laminaires observées : des lésions profondes, à l'origine desquelles est l'infection du système lacunaire mucigène; des lésions ulcérantes perforantes. Si l'origine bactérienne des premières semble démontrée, il n'en est pas de même des secondes : il s'agit de *lésions ouvertes* où pullule une microflore variée. Les dernières sont-elles l'extension vers la surface des lésions profondes ou de simples ulcérations mécaniques secondairement infectées? La question reste non résolue, ainsi d'ailleurs que celle de la spécificité pathogène des bactéries du système lacunaire mucigène.

PHYSIOLOGIE. — *La créatinurie du froid chez le Rat blanc : influence de la thyroïde et de la vitamine* B1. Note (*) de Mme **Simone Blaizot** et M. **Jean Blaizot**, transmise par M. Robert Courrier.

Étendant nos investigations ([1]), ([2]) au domaine des créatinuries *physiologiques*, nous nous sommes posé la question du rôle éventuel de la thyroïde et

(*) Séance du 19 mai 1948.

([1]) Avec la collaboration technique de Mlle Denise Estassy.

([2]) *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 1412-1413 et **224**, 1947, p. 959-961.

de l'influence possible de l'aneurine au cours de l'établissement de la créatinurie provoquée par abaissement de la température extérieure ([3]).

Dans un essai préliminaire nous avons placé nos animaux, au cours des mois d'hiver, dans un sous-sol profond : les oscillations thermiques nycthémérales n'excédaient pas 1 degré, et la température moyenne est passée lentement de $+9^{\circ}$ à $+2^{\circ}$. Cette marge de température est compatible avec un comportement physiologique normal : les animaux alimentés *ad libitum* avec le régime équilibré précédemment décrit n'ont manifesté aucune chute de poids.

Rappelons que dans les mêmes conditions expérimentales, mais à une température de 20°, l'excrétion urinaire de créatine n'excède jamais 1^{mg} par 100^{g} vifs et par jour.

Chez l'*animal normal*, le taux de la créatine urinaire s'élève au-dessus de cette valeur lorsque la température extérieure tombe au dessous de $+12^{\circ}$ environ. La créatinurie est d'autant plus intense que le refroidissement est plus important, comme le montrent les chiffres suivants qui se rapportent à la période du 2e au 9e jour après la mise au froid

Température	18-22° (*n* jours).	7-9° (8 jours),	2-6° (8 jours).
Créatine urinaire en mg. par 100^{g} et 24 heures	0,435	1,86	2,44
Nombre d'animaux	18	5	2
Erreur standard $\sqrt{\dfrac{\Sigma d^2}{n(n-1)}}$	±0,07	±0,17	

On voit que les *variations individuelles* sont beaucoup plus étendues dès que l'animal doit accroître sa thermogenèse.

La réaction créatinurique n'est pas immédiate; lors du passage de 20° à 9° environ, elle ne s'établit qu'après un délai de 48 heures, analogue à celui que l'on observe lors d'une surcharge thyroxinienne modérée (10 γ par 100^{g}); cette réaction persiste pendant une quinzaine de jours, la température extérieure restant pratiquement constante vers 8-9°, puis s'atténue par oscillations irrégulières tout en restant légèrement positive (excrétion moyenne du 20e au 25e jour : 1,20 ± 0^{mg},13). Mais, s'il se produit à ce moment un nouvel abaissement de la température extérieure, une créatinurie élevée réapparaît qui peut atteindre cinq fois le taux normal d'excrétion si la variation thermique est accentuée.

Chez l'*animal éthyroïdé*, la réaction créatinurique au froid est à la fois plus discrète et plus tardive : dans la période du 2e au 9e jour après la mise au froid l'excrétion est seulement de 1,03 ± 0^{mg},08 au lieu de 1,86 chez l'animal entier; elle atteint 1,27 ± 0^{mg},13 dans la période du 6e au 14e jour et retombe à 0,97 ± 0,05 entre le 20e et le 25e jour (moyenne de cinq animaux).

([3]) E.-F. Terroine et Coll., *Arch. Inter. Physiol.*, 45, 1937, p. 247-272.

Un rat éthyroïdé, placé simplement à l'air libre sous abri, a même subi des variations de température, souvent brutales, de + 1° à + 14° pendant 25 jours sans jamais montrer de créatinurie supérieure à 1^{mg}.

Enfin les *animaux normaux surchargés en aneurine* ont une réponse assez analogue à celle des éthyroïdés. Sur un lot de quatre animaux, deux servent de témoins et deux reçoivent 3 fois par semaine, une injection sous-cutanée de 250 γ d'aneurine par 100^g de poids vif; le lot entier est soumis à un abaissement de température de 5° environ (passage de + 9° à + 2-6°); les quantités de créatine excrétées sont portées ci-dessous pour la période du 2e au 9e jour qui suit l'abaissement de température :

Créatine (en mg) par 100^g et 24 heures	Témoins	2,45-2,43
	Traités par B1	1,04-0,90
	Quantités excrétées le 3e jour après cessation du traitement	2,07-2,21

On voit que l'action de l'aneurine est strictement limitée dans le temps. Nous avons d'ailleurs vérifié qu'un prétraitement à la vitamine B1 est sans effet sur la réaction créatinurique de l'animal normal refroidi.

La créatinurie du froid n'est donc qu'une manifestation secondaire de l'excitation thyroïdienne provoquée par l'abaissement de température; cet effet est transitoire et apparaît comme caractéristique de la période d'adaptation au froid. Pour expliquer les très faibles créatinuries des animaux éthyroïdés et refroidis, on pourrait invoquer la mise en jeu d'une sécrétion extra-thyroïdienne de thyroxine ([4]); d'après nos observations, une telle sécrétion ne s'établirait à un niveau notable qu'après un délai de huit jours. L'action de la vitamine B1 — administrée ici à doses très modérées en sus du régime — fait ressortir, comme dans nos expériences antérieures, des relations étroites entre cette substance et la sécrétion thyroïdienne. On peut considérer, en effet, soit que l'aneurine exerce sur la thyroïde un freinage, soit plutôt qu'elle permet une épargne de la sécrétion thyroïdienne en favorisant, par un autre mécanisme que la mise en jeu de la thyroïde, les oxydations de la thermogenèse.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Sur une propriété différentielle du domaine des couleurs.* Note (*) de M. **Yves Le Grand**, transmise par M. Jean Becquerel.

De nombreuses recherches expérimentales et théoriques ont été récemment consacrées au problème de l'élément différentiel de l'espace des couleurs, c'est-à-dire à la recherche des stimuli juste discernables d'un stimulus donné. On

(4) Morton, *J. Biol. Chem.*, 147, 1943, p. 757.

(*) Séance du 19 mai 1948.

considère habituellement cette question comme entièrement distincte de celle du système de référence, mais nous allons voir qu'il existe entre ces problèmes une relation simple, qui ne semble pas avoir été signalée.

Considérons un stimulus fixe, représenté dans le diagramme chromatique par un point M, et deux radiations monochromatiques λ et λ', représentées par des points N et N' tels que M soit sur la droite NN'. On dit alors que ces longueurs d'onde sont complémentaires par rapport à M, et l'addition de flux lumineux convenables Y et Y' de ces radiations est équivalente au stimulus M. La détermination, pour chaque valeur de λ, de la longueur d'onde complémentaire λ' et du rapport Y/Y' est un problème classique dont les résultats diffèrent naturellement un peu d'un sujet à l'autre, même si on se limite aux observateurs *normaux*.

Ajoutons maintenant au stimulus M une brillance additionnelle ΔB de la radiation N. On obtient ainsi un point P, que nous supposerons juste discernable de M. Déterminons de même le stimulus P' juste discernable de M, obtenu en ajoutant à M la brillance ΔB' de la radiation N'. Tant que ΔB et ΔB' restent petits par rapport à la brillance de M, on doit avoir

$$\frac{\Delta B}{\Delta B'} = \frac{Y}{Y'}. \qquad (a)$$

En effet, si l'on ajoute à P la brillance ΔB' de la radiation N', on obtient le stimulus juste discernable de P, lequel stimulus n'est autre que M : cela signifie que les brillances complémentaires ΔB et ΔB' doivent être dans un rapport tel qu'elles se neutralisent, de façon à retrouver le stimulus M. C'est ce qu'exprime la relation (a).

Pour vérifier cette expression, il importe de n'utiliser que des quantités mesurées sur un même sujet. Nous avons emprunté les résultats de Wright et Pitt (¹), ainsi que ceux de Nelson (²). Le stimulus fixe M était la source de lumière blanche désignée sous le nom d'étalon B par la Commission Internationale de l'Éclairage (1931). La figure 1 représente ces résultats (cercles pour Wright, croix pour Pitt et triangles pour Nelson), la longueur d'onde λ' étant portée en abscisses, tandis qu'en ordonnées c'est la quantité

$$K = \frac{Y'.\Delta B'}{Y.\Delta B}.$$

Les ronds noirs désignent des résultats de Priest et Brickwedde (³) relatifs à une autre lumière blanche; malheureusement ces auteurs n'ont pas mesuré sur eux-mêmes le rapport Y'/Y, et nous avons dû le calculer à partir des

(¹) *Proc. Phys. Soc.*, 47, 1935, p. 205 et 49, 1937, p. 329.
(²) *Proc. Phys. Soc.*, 49, 1937, p. 332.
(³) *J. Opt. Soc. Amer.*, 28, 1938, p. 133.

valeurs de l'observateur de référence : cela explique sans doute la variation systématique de K qui est propre à ces derniers résultats, tandis que les précédents se répartissent en moyenne autour de la valeur K = 1. Naturellement, cette vérification de la relation (a) n'est pas rigoureuse, mais il faut penser au nombre de mesures difficiles et dispersées qu'implique chaque détermination de K.

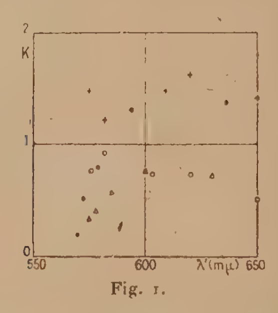


Fig. 1.

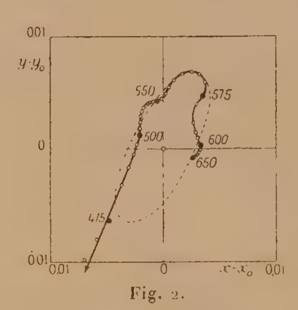


Fig. 2.

Dans le diagramme classique de la colorimétrie (système XYZ), l'expression (a) se ramène à la forme simple

$$\frac{(y' - y_0)}{(y - y_0)} = \frac{y'}{y},$$

en désignant par y et y' les ordonnées des points P et P' juste discernables de M(y_0); cela signifie que les points P et P' sont à peu près symétriques par rapport à M, et cela reste vrai pour tout système qui dérive par projection conique du système XYZ.

On a voulu aller plus loin et démontrer que le lieu des points P et P' était une ellipse de centre M. En réalité la théorie psycho-physiologique des sensibilités différentielles ([4]) montre que cette propriété n'est qu'approchée, et la théorie statistique de Silberstein et Mac Adam ([5]) n'obtient des ellipses que parce que l'hypothèse de départ admet cette symétrie (distribution normale à deux dimensions). Il est vrai que les mesures expérimentales donnent à peu près des ellipses ([6]), mais peut-être une évaluation plus précise révélerait-elle des écarts. Par exemple la figure 2 représente les résultats de Priest et Brickwedde ([3]), en ignorant les points de longueur d'onde inférieure à 475 mμ, qui s'écartent beaucoup du centre par suite de la différence dans le bleu et le violet entre les auteurs et l'observateur de référence; les autres points, en déviant systématiquement par endroits de l'ellipse, indiqueraient des directions privilégiées, dues au mécanisme de la vision des couleurs, directions qui perturberaient l'isotropie géométrique de la surface des couleurs d'égale brillance.

([4]) Y. Le Grand, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 407 et *Année psychologique*, **41**, 1940, p. 38.

([5]) *J. Opt. Soc. Amer.*, **35**, 1945, p. 32.

([6]) D. L. Mac Adam, *J. Opt. Soc. Amer.*, **32**, 1942, p. 247.

ENTOMOLOGIE AGRICOLE. — *Remarques sur l'action toxicologique de quelques Insecticides organiques de synthèse, sur les chenilles de Cheimatobie* (Operophtera brumata *L.*). Note de MM. **Guy Viel** et **Pierre Grison**, présentée par M. Émile Roubaud.

Nous avons récemment rappelé ([1]) l'importance des dégâts commis sur les arbres fruitiers par les chenilles de Cheimatobie, l'une des plus abondantes espèces de Phalènes défeuillantes, et nous avons précisé plusieurs points de la biologie de cet insecte.

L'apparition des Insecticides organiques de synthèse n'a pas immédiatement intéressé la lutte chimique entreprise contre ce parasite, comme dans le cas d'autres ravageurs des arbres fruitiers, en raison de l'efficacité des traitements effectués jusqu'ici avec les composés arsénicaux.

Néanmoins, il est utile de connaître le degré d'efficacité des nouveaux produits, dont l'usage est maintenant répandu en arboriculture fruitière, pour la lutte contre les Anthonomes, les Hoplocampes ou la Cécidomyie des Poirettes.

C'est pour y parvenir que nous avons exécuté au laboratoire plusieurs essais avec les produits suivants : hexachlorocyclohexane (H. C. H.), dichlorodiphényltrichloréthane (D. D. T.), sulfure de polychlorocyclohexane (S. P. C.), thiophosphate de diéthyle et de paranitrophényle (S. N. P.) utilisés en poudrages avec des préparations ayant une teneur de 0,1 % et de 2 % de matière active.

Ces essais ont été réalisés également pour comparer l'action propre de chacun des produits, en raison des difficultés d'exécution et d'appréciation des essais de traitements au verger. En effet, les variations des conditions climatiques s'ajoutent aux fluctuations des facteurs biologiques, tels que l'échelonnement des éclosions et surtout l'hétérogénéité des infestations, pour rendre les essais difficilement comparables entre eux si l'on n'opère pas une infestation artificielle.

Nous avons donc fait appel à la technique de laboratoire suivante : des lots de dix chenilles, des troisième et quatrième stades, sont placés sous une cloche à vide en présence ou non des feuilles de Pommier qui leur sont offertes comme aliment; ils sont poudrés de façon homogène, à la densité de $0^{mg},050$ par centimètre carré. Le poudrage ([2]) est réalisé en faisant sous la cloche un vide préalable de 10^{cm} de mercure et en faisant rentrer brusquement l'air, qui arrive dans une coupelle contenant 100^{mg} de poudre, laquelle se trouve projetée par la dépression ainsi produite.

([1]) P. Grison et R. Silvestre de Sacy, *C. R. Acad. Agric.* (sous presse).

([2]) H. Begue, *Ann. Epiphyt.*, **12**, 1946, p. 347.

Les chenilles sont ensuite placées avec leur aliment, traité ou non, dans un récipient en verre (humidité relative 70 à 80 %) et à la température du laboratoire (18° à 20° C.).

Dans le tableau suivant nous résumons les principaux résultats obtenus en % d'individus morts, 24 heures et 5 jours après le traitement qu'ils ont subi.

	Essais avec chenilles et feuilles traitées.		Esssais avec chenilles seules traitées.	
Mortalité après	24 heures.	5 jours.	24 heures.	5 jours.
Produits à 0,1% de M. A.				
D. D. T.	10%	10%	0%	20%
S. N. P.	0	40	0	10
H. C. H.	10	10	0	0
S. P. C.	0	10	0	0
Produits à 2% de M. A.				
D. D. T.	100%	–	100%	–
S. N. P	100	–	90	100%
H. C. H.	0	40%	0	10
S. P. C.	0	10	0	10
Témoin n° 1	–	–	0	0
« n° 2	–	–	20	20

Il apparaît que les produits à très faible teneur en matière active ne présentent pas d'efficacité insecticide.

Les produits ayant une teneur de 2 % en matière active présentent une grande différence d'action toxique. A cette concentration, les préparations à base de D. D. T. ou de S. N. P. ont une efficacité certaine, dans les conditions réalisées au laboratoire. Il est à noter que l'action du D. D. T. est immédiate, tandis que celle du S. N. P. peut se faire sentir seulement après un court délai.

Par contre, les préparations à base d'hexachlorocyclohexane ou de son dérivé sulfuré n'ont aucun effet toxique. Nous retrouvons donc sur les chenilles de Cheimatobie les mêmes propriétés pharmacodynamiques de ces composés organiques de synthèse que nous avons signalées déjà sur les chenilles processionnaires du Pin (*Thaumætopæa pityocampa*) Schiff ([3]). Dès à présent, il ressort de ces essais que les propriétés pharmacodynamiques de l'hexachlorocyclohexane, ainsi que celles de beaucoup d'autres composés chimiques utilisés comme insecticides, diffèrent notablement suivant les espèces ou les groupes d'Insectes sur lesquels ces produits agissent.

Du point de vue pratique, on peut considérer que les produits à base de D. D. T. ou de S. N. P. utilisés au printemps contre d'autres parasites des arbres fruitiers présentent aussi une certaine efficacité contre les chenilles de

([3]) G. Viel et P. Grison, *Comptes rendus*, 224, 1948, p. 840.

Cheimatobie, tandis que ceux à base de H. C. H. ne seraient pas susceptibles de réduire une forte infestation de chenilles défoliatrices, ce qui constitue un nouvel exemple de la prudence à adopter dans la généralisation de l'application pratique d'un insecticide organique de synthèse.

BIOLOGIE. — *Recherche statistique sur la distribution du sexe à la naissance.* Note de MM. **Raymond Turpin** et **Marcel-Paul Schützenberger**, présentée par M. Léon Binet.

Nous avons étudié la distribution du sexe à la naissance dans 14230 familles contemporaines françaises d'au moins 5 enfants. Ce total se décompose ainsi :

5128	familles de	5	enfants	634	familles de	10	enfants	37	familles de	15	enfants
3255	»	6	»	384	»	11	»	22	»	16	»
1877	»	7	»	218	»	12	»	11	»	17	»
1619	»	8	»	108	»	13	»	2	»	18	»
872	»	9	»	59	»	14	»	4	»	19	»

Les documents de base proviennent des sources suivantes :

a. Pour la région parisienne : familles inscrites en 1947 aux Associations de Familles (2912 familles);

b. Pour la région du Nord : familles inscrites sur les Annuaires des Grandes Familles (1276 familles).

c. Pour une certaine part des familles de plus de 10 enfants : dossiers de la Fondation Cognacq-Jay (147 familles).

d. Enfin, et surtout, un échantillonnage de 9895 familles extrait des dossiers du Service de la Médaille des Familles au Ministère de la Santé publique et de la Population.

En raison du but poursuivi, nous n'avons tenu compte que des familles sans naissances gémellaires.

Calculé sur l'ensembles des 95875 naissances, le rapport des sexes a été trouvé égal à $0,5066 \pm 0,0016$. Nous n'avons pas constaté de variation significative de ce chiffre en fonction du rang de la naissance, mais seulement une indication en faveur des thèses selon lesquelles le premier et les derniers nés sont plus fréquemment des garçons.

Mais les deux faits importants que nous avons établis sont les suivants :

1° Il existe une corrélation faible mais indiscutable entre les sexes des naissances immédiatement consécutives.

2° Cette corrélation décroît très vite lorsqu'augmente l'intervalle entre les naissances, comme le montrent les chiffres suivants :

$r_0 = 0,029 \pm 0,0035$: corr. entre naissances immédiatement consécutives;
$r_1 = 0,007 \pm 0,0039$: corr. entre naissances séparées par une autre naissance;
$r_2 = 0,004 \pm 0,0043$: corr. entre naissances séparées par deux autres naissances.

Si r_0 et r_1 sont significativement différentes de zéro, il n'est cependant pas possible de prouver que r_1 est supérieure à sa valeur théorique qui résulterait d'un tirage en chaîne simple de Markoff de corrélation r_0.

Ces faits peuvent s'interpréter, soit en supposant l'existence de *périodes gynophiles* ou *androphiles* portant sur au moins deux gestations, soit en supposant une *influence masculinisante* ou *féminisante* (éventuellement par *augmentation* de la *létalité*) d'une grossesse masculine ou féminine sur la grossesse immédiatement consécutive. Il n'est pas possible, sur la base de notre information actuelle, de prouver ou d'écarter l'existence de périodes gynophiles ou androphiles de longue durée, non plus que la possibilité d'une prédisposition (peut-être héréditaire) de certains couples à engendrer préférentiellement des garçons ou des filles.

BIOPHYSIQUE. — *Sur la thermogenèse des bactéries.* Note (*) de MM. **Édouard Calvet** et **Jean Fricker**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Dans une Note présentée ici-même le 28 Mai 1945, nous exposions les résultats de nos premières expériences sur la microcalorimétrie appliquée à l'étude des bactéries. Nos essais avaient été effectués à cette époque à l'aide d'un microcalorimètre A. Tian convenablement adapté dont le fonctionnement n'est assuré qu'à la température du sol d'une cave (17° C.). Or cette température était peu favorable à l'étude de la thermogenèse des bactéries pathogènes car leur optimum cultural étant presque toujours voisin de 37°, la thermogenèse était assez faible et lente à se manifester. Pour obvier à cet inconvénient l'un de nous a construit un microcalorimètre différentiel qui fera l'objet d'une prochaine Note aux *Comptes rendus* et qui nous a permis d'étudier la thermogenèse des bactéries à la température de 37°,4, c'est-à-dire dans des conditions particulièrement favorables.

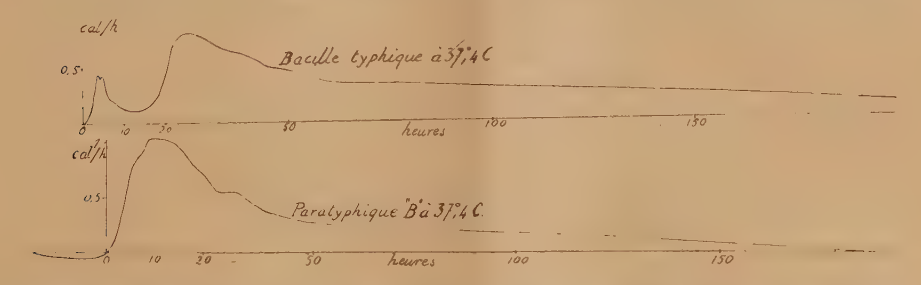
Le nouvel appareil fonctionne en effet à toute température convenable au développement des bactéries; il est de sensibilité accrue par rapport aux appareils que nous avions utilisés. D'autre part, l'appareil de A. Tian, influencé par les variations de la température extérieure, ne nous permettait pas de pousser la durée d'expérimentation au delà de 1 ou 2 jours, ce qui est insuffisant pour nos expériences. L'appareil actuel, insensible aux variations de la température extérieure, a une durée d'expérimentation illimitée et nous permet de réaliser couramment des enregistrements de 10 jours avec une parfaite fidélité.

Étant donnée la rapidité de développement des diverses bactéries pathogènes à 37°, nous avons dû recourir à une nouvelle technique d'ensemencement dans le calorimètre lui-même, quand l'équilibre thermique rompu par l'introduction

(*) Séance du 10 mai 1948.

de la cellule dans le calorimètre s'est rétali. Nous avons réalisé à cet effet une sorte de cupule soudée à une longue tige de verre qui passe à travers le bouchon de la cellule et manœuvrable de l'extérieur du calorimètre. Les germes en suspension dans l'eau physiologique, par exemple, sont mis stérilement dans la cupule à la densité désirée et immergés dans le milieu de culture au moment où l'équilibre thermique est complètement rétabli.

Nos essais, encore récents, n'ont porté jusqu'à présent que sur le bacille typhique, le bacille paratyphique B et le colibacille. Dès maintenant il nous semble que le fait le plus intéressant mis en évidence par ces recherches est que pour un même milieu de culture la courbe du débit thermique présente pour chacun des germes que nous avons étudiés une caractéristique relativement spécifique. A titre documentaire nous reproduisons ici la courbe du bacille typhique et celle du bacille paratyphique B. Enfin en intégrant les



courbes, il est possible de calculer non plus le débit thermique mais la quantité de chaleur produite par les différents germes dans un même milieu de culture. Nous avons trouvé par exemple pour le bacille typhique à 37°,4 des dégagements de chaleur qui, pour 10$^{cm^3}$ de bouillon de culture, ont varié entre 60 et 70 calories au bout de 190 heures. A 17° nous n'avions pu obtenir l'enregistrement de la thermogenèse des bacilles typhiques. Pour le bacille paratyphique B à 37°,4 nous trouvons 40-50 calories au bout de 150 heures, tandis que nous avions trouvé 2 calories à 17°.

Cette nouvelle technique d'investigation bactériologique doit permettre en outre de suivre avec une grande précision les diverses phases du développement des cultures microbiennes, et elle pourra compléter utilement les résultats déjà obtenus par la photocolorimétrie, car elle permettra l'étude de la phase initiale du développement des germes sur laquelle la néphélométrie est muette, ainsi que celle de tous les germes à culture granuleuse telle que celle du streptocoque pour laquelle la néphélométrie, malgré l'artifice de l'agitation, est une méthode inapplicable.

La nouvelle technique microcalorimétrique que nous avons mise en œuvre peut encore se prêter à de très nombreuses autres recherches bactériologiques. A ces divers titres il nous a paru utile de la signaler.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Nitration des protéines et réactivité des groupements guanidiques de l'arginine.* Note de MM. **Jean Roche** et **Marcel Mourgue**, présentée par M. Maurice Javillier.

Le groupement guanidique de l'arginine (acide δ-guanido-α-aminovalérianique) est en général considéré comme ne participant à aucune combinaison dans les protéines. Nous avons discuté à diverses reprises les arguments sur lesquels repose cette manière de voir et formulé à son sujet des réserves basées sur des faits expérimentaux [1]. Or, ceux-ci peuvent être interprétés en admettant soit que la réactivité des groupements guanidiques de l'arginine n'est pas uniforme dans les protéines, soit que certains d'entre eux y sont compris dans des liaisons du type peptidique. L'étude de la nitration des protéines a paru devoir apporter une contribution utile à la connaissance de l'état de leurs groupements guanidiques, lesquels sont tous compris dans des restes d'arginine.

Kossel et Kennaway, Kossel et Weiss, Wechsler [2] ont isolé la nitroarginine, $O_2N.NH.C(:NH).NH.CH_2.CH_2.CH_2.CH(NH_2).COOH$, de protamines (clupéine, salmine, sturine), d'édestine et de thymohistone nitrées; toutefois la substitution du radical $—NO_2$ en dehors du groupement guanidique empêche par ailleurs d'interpréter simplement les résultats de son dosage dans ces corps [3]. Il y avait dès lors lieu de préciser dans quelle mesure l'arginine peut être nitrée dans les protéines, sa transformation quantitative en nitroarginine devant nécessairement impliquer que le groupement guanidique de tous les restes de cet acide aminé y sont libres. Nous nous sommes attachés à l'étude de ce problème.

Des protéines de types divers, à savoir : des protamines [clupéine, salmine [4]], l'édestine, la thymohistone, ont été traitées à 0° pendant 3 à 15 minutes soit par des mélanges sulfonitriques de taux divers en acide nitrique, soit par de l'acide nitrique fumant (25 %) dissous dans l'acide sulfurique à 10 % SO_3, et leurs dérivés nitrés ont été isolés par la technique Kossel et Kennaway [1]. Les produits obtenus ne présentent plus la réaction de Saka-

---

(1) J. Roche et M. Mourgue, *Bull. Soc. Chim. biol.* (*Trav.*), **24**, 1944, p. 1266; *Ibid.*, **28**, 1946, p. 34; *Ibid.*, **29**, 1947, p. 889; *Ibid.*, **29**, 1947, p. 896.

(2) *Z. f. physiol. chem.*, **72**, 1911, p. 480; *Ibid.*, **84**, 1913, p. 1; *Ibid.*, **78**, 1912, p. 53.

(3) Kossel et Weiss, dosant les groupements $—NO_2$ au moyen d'une méthode gazométrique basée sur la formation de N_2O par action de la soude sur les protéines nitrées, ont admis que la totalité des groupements guanidiques de l'arginine subissait la nitration. En fait, leurs résultats comportent un écart important par rapport aux valeurs théoriques calculées à partir de la teneur arginine des protéines (défaut de 10 % dans le cas des protamines et excès de 30 % dans celui des autres protéines étudiées).

(4) M. le Professeur E. Jorpes a mis à notre disposition les protamines utilisées dans ces expériences.

guchi (coloration rosée en présence d'α-naphtol et d'hypobromite de sodium en milieu alcalin), caractéristiques de nombreuses guanidines monosubstituées, laquelle est négative dans les solutions de nitro-arginine [Poller (5)] et positive dans les milieux protéiques. Cette observation ne permet pas d'inférer que la totalité des groupements guanidiques de l'arginine ont été nitrés, car l'intensité de la réaction de Sakaguchi est, pour des raisons encore mal définies, toujours inférieure à celle qui devrait correspondre à la teneur en arginine des protéines pures. L'absence de cet acide aminé dans les hydrolysats des protéines nitrées constituerait seule à cet égard une preuve formelle.

Nous avons soumis ces dernières à l'hydrolyse sulfurique (SO_4H_2 6 N, 48 h.) et dosé l'arginine libérée par cette opération, au moyen des méthodes à l'arginase (Bonot et Cahn) et colorimétrique (Dumazert et Poggi). Des résultats identiques, à de minimes écarts près, ont été obtenus par les deux méthodes et leurs valeurs moyennes ont été rassemblées ci-dessous :

	Arginine (%) dans les protéines (6)	
Protéine.	non nitrées.	nitrées.
Edestine	14,7	9,25
Thymohistone	14,6	9,40
Clupéine	89,8	33,90
Salmine............	90,4	36,40

Ces données montrent qu'une fraction importante des groupements guanidiques de l'arginine présente dans les protéines échappe à la nitration dans les conditions où l'acide aminé libre subit celle-ci ; par ailleurs, comme nous l'avons signalé, les protéines nitrées ne donnent pas la réaction de Sakaguchi. Certains groupements guanidiques y sont donc dépourvus de réactivité, même dans les protamines, où l'existence de guanidopeptides ne peut pas être envisagée. Il en découle que les propriétés de ces groupements sont sous la dépendance de leur position dans les molécules protéiques et, de ce fait, l'étude de leur substitution ne permet pas de conclusion ferme en ce qui concerne leur état. L'apparition au cours de l'hydrolyse de groupements guanidiques donnant avec une intensité théorique la réaction de Sakaguchi et aptes à se nitrer peut tenir aussi bien à la dégradation de liaisons auxquelles ils participent qu'à la disparition de facteurs structuraux étrangers à ces groupements, mais les maintenant dans une position, ou un état, où ils ne pourraient manifester de réactivité vis-à-

(5) *Ber. d. deutsch. Chem. Ges.*, 56, 1926, p. 1927.

(6) Des essais témoins poursuivis sur des solutions de nitroarginine pure ont montré que, dans les conditions de l'hydrolyse sulfurique des protéines, 7 à 8 % seulement de ce corps régénère de l'arginine. Les résultats obtenus sur des protéines comportent donc une erreur par excès, mais celle-ci ne dépasse pas 10 %.

vis de certains corps. De toute manière, une fraction importante des groupements guanidiques de l'arginine est *dissimulée* dans toutes les protéines, même dans celles d'une structure aussi simple que les protamines.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action anticonvulsivante et structure moléculaire de quelques composés hétérocycliques pentagonaux.* I. *Influence de l'isostérie dans le noyau.* Note de MM. **René Hazard**, **Jean Cheymol**, **Pierre Chabrier** et Mlle **Klaudia Smarzewska**, présentée par M. Léon Binet.

Les récents travaux de Spielman [1] ont montré les propriétés anticonvulsivantes notables de certains composés hétérocycliques tels que la triméthyloxazolidine (tridione) (I).

$$\begin{array}{c} CH_3 \\ CH_3 \end{array} > C \begin{array}{c} O - CO \\ | \quad\quad | \\ CO - N - CH_3 \end{array} \quad (I) \qquad\qquad \begin{array}{c} R \\ R_1 \end{array} > C \begin{array}{c} {}_5 \; {}^1 - {}^2 C = \\ | \quad\quad | \\ {}_4 C = - {}^3 N - R_2 \end{array} \quad (II)$$

Considérant le squelette fondamental (II) de ces substances, nous avons étudié les propriétés anticonvulsivantes d'hétérocycles isostères dans lesquels les sommets 2 et 4 sont occupés par un groupement carbonyle (CO) ou thion (CS) ou (C=NH), le sommet 1 l'étant par un atome d'oxygène, de soufre ou un groupement imine (=NH).

Tous ces composés ont une évidente parenté, leur structure ne différant que par remplacement de groupes isostères, O, S, NH.

Dans une certaine mesure, l'étude comparative de leurs propriétés chimiques et physiologiques permet d'évaluer les caractères spécifiques de ces groupements.

Nous n'étudierons dans cette Note que les combinaisons pour lesquelles $R = R_1 = -CH_3$ et $R_2 = H$.

Test physiologique. — Pour classer ces corps, nous avons recherché leur action protectrice vis-à-vis de la crise épileptiforme du pentétrazol.

Des lapins reçoivent par la voie intraveineuse 25mg de pentétrazol par kilo. La crise convulsive déroule aussitôt le film classique : convulsions toniques, puis cloniques, suivies d'une période de flaccidité musculaire et de mâchonnement, puis les animaux se remettent sur pattes; dans nos conditions expérimentales la crise dure 6 à 8 minutes.

Une injection intraveineuse du produit essayé, faite 15 minutes avant celle du pentétrazol, entraîne trois possibilités : crise normale, crise diminuée, protection.

Le tableau réunit la constitution des corps et le pourcentage de protection obtenu par 5cg de produit par kilo d'animal contre la crise due au pentétrazol.

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, **66**, 1944, p. 1144-1245.

N° du corps.	Constitution.	Point de fusion (°C.).	Crise cardiazolique. nb. anim.	protect. (%).
1.......	5.5-diméthyl-2.4-dioxooxazolidine	75	37	28
2.......	5.5-diméthyl-2-thion-4-oxooxazolidine	152	20	80
3.......	5.5-diméthyl-2.4-dioxothiazolidine	80	11	20
4.......	5.5-diméthyl-2-thion-4-oxothiazolidine	129	8	60
5.......	5.5-diméthylpseudothiohydantoïne	242	6	0
6.......	5.5-diméthylhydantoïne	175	14	50
7.......	5.5-diméthyl-2.4-dithiohydantoïne	142	61	100
8.......	5.5-diméthyl-2-thion-4-iminohydantoïne	325	12	0
9.......	5.5-diméthyl-2-thionhydantoïne	240	11	44
10.......	5.5-diméthyl-4-thionhydantoïne	174	6	50

Ces corps se différencient seulement par les atomes ou groupements d'atomes occupant les sommets 1-2-4 du squelette fondamental (formule II).

Envisageons pour chaque sommet, l'influence de la nature de ces atomes ou groupements d'atomes, sur les propriétés anticonvulsivantes de la molécule.

Sommet 1. — Les composés ①, ③ et ⑥ permettent d'apprécier à ce point de vue l'influence relative de l'oxygène ① du soufre ③ et du groupement NH ⑥ Les 3 produits ont une action protectrice incomplète sensiblement égale. Cette identité de comportement constitue un cas typique d'isostérie.

Sommet 2. — Si nous admettons l'isostérie précédente, il est indifférent que le sommet 1 soit occupé par un atome d'oxygène, de soufre ou par un groupement =NH. Les composés ①, ② et ⑤ permettent d'apprécier l'influence relative de l'oxygène ①, du soufre ⑧ et du groupement imine ⑤ en position 2 sur les propriétés anticonvulsivantes de la molécule. L'expérience montre que le composé iminé ⑤ est totalement dépourvu d'action protectrice, alors que le composé oxygéné ① jouit d'une action anticonvulsive notable, mais inférieure toutefois à celle du composé soufré ②.

Sommet 4. — Les faits expérimentaux conduisent aux mêmes conclusions que pour le sommet 2, inactivité pour le groupement =NH ⑧, action sédative croissante avec l'oxygène ⑤, ③, ①, ⑨, ⑥, ④, ② et le soufre ⑦.

Sommets 2 et 4. — Alors que la présence d'un groupement imine en 2 ou 4 supprime toute action anticonvulsivante ⑤, ⑧, sa substitution par un carbonyle fait apparaître la protection qui s'accroît encore lorsque CO devient CS pour devenir maximum pour 2CS en 2 et 4, ⑦. Le fait est particulièrement net dans la série hydantoïnique, protection nulle pour le groupement imine dans ⑧, du même ordre pour CO — CS ⑨, ⑩, ou 2CO ⑥, maximum pour 2CS ⑦.

De toutes les combinaisons envisagées dans ce travail la diméthyldithiohydantoïne présente la structure la plus favorable à l'action anticonvulsivante.

Les considérations précédentes permettent de prévoir dans les séries des

dithiooxazolidines et dithiothiazolidines une action anticonvulsivante comparable à celle qui est observée pour la série des dithiohydantoïnes. Ces séries sont actuellement en cours d'étude.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur le pouvoir cancérigène des dérivés 10-halogénés du 1.2-benzanthracène.* Note de MM. **Antoine Lacassagne**, **N. P. Buu-Hoï**, **Nguyen Hoan** et **Georges Rudali**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'exaltation du pouvoir cancérigène, comme conséquence de la substitution en position 10 sur le 1.2-benzanthracène, a été constatée par plusieurs chercheurs ([1]), ([2]) qui ont montré que le 10-méthyl 1.2-benzanthracène (II) est très actif et qu'une foule d'autres dérivés 10-substitués (10-hydroxyméthyl, 10-acétoxyméthyl, 10-formyl, 10-cyano, etc.) possèdent également une notable activité. On sait, d'autre part, que les halogènes s'apparentent aux substituants alcoyles du point de vue électronique : ces faits nous ont poussés à rechercher le pouvoir cancérigène éventuel du 10-chloro 1.2-benzanthracène (III) et du 10-bromo 1.2-benzanthracène (IV) afin de voir si la substitution en position 10 par les halogènes est équivalente, du point de vue physiologique, aux substitutions hydrocarbonées.

(I) X = H,
(II) X = CH_3,
(III) X = Cl,
(IV) X = Br.

Préparation des corps chimiques. — Le composé IV fut obtenu en faisant agir le brome sur le 1.2-benzanthracène, conformément aux indications de Cook ([3]). Quant au 10-chloro-1.2-benzanthracène, non décrit jusqu'ici, il a été préparé en faisant agir le chlorure de sulfuryle sur le 1.2-benzanthracène, à la température ordinaire; 15^{g} de l'hydrocarbure (I) sont laissés en contact 8 jours avec 23^{cm^3} de SO_2Cl_2 en solution dans le tétrachlorure de carbone (100^{cm^3}); on évapore le solvant à sec, et l'on fait recristalliser deux fois, dans un mélange de benzène et d'alcool, le solide jaune obtenu ; on récolte de belles paillettes jaunes, brillantes, fondant à 131°, très solubles dans le benzène et CCl_4, mais très peu

([1]) M. J. Shear and J. Leiter, *J. nation. Cancer Inst.*, **1**, 1940, p. 103.

([2]) G. M. Badger, J. W. Cook, C. L. Hewett, E. L. Kennaway, N. M. Kennaway and R. H. Martin, *Proc. Roy. Soc. Biol.*, **131**, 1942, p. 170.

([3]) J. W. Cook and G. M. Badger, *J. Chem. Soc.*, 1940, p. 409.

dans l'alcool; rendement 90 %. La constitution (III) de ce corps est vérifiée par l'oxydation chromique ($Cr_2O_7Na_2$ en milieu acétique), qui conduit à la 1.2-benzanthraquinone F 169°. Rappelons que l'action de SO_2Cl_2 sur l'anthracène, dans les mêmes conditions, conduit au 9.10-dichloro-anthracène ([4]).

Expérimentation biologique. — Les dérivés ont été essayés dans les conditions antérieurement employées pour la recherche du pouvoir cancérigène d'autres hydrocarbures polycycliques; dix jeunes souris adultes de la lignée XVII ont subi, deux fois par semaine, l'application d'une goutte de solution à 0,3 % dans l'acétone, sur la peau de la région de la nuque.

1° Avec le 10-chloro-1.2-benzanthracène, l'épilation a été constatée chez tous les animaux entre les 14e et 29e jours. Les délais d'apparition des tumeurs sont indiqués dans le tableau suivant.

Nombre de jours jusqu'à :										
a. l'apparition de papillome...	0	0	0	0	0	153	197	225	350	176
b. l'apparition du cancer......	0	0	0	0	0	200	0	256	367	321
c. la mort..................	37	98	104	159	202	246	269	407	407	411

L'index de production de papillome, établi dans les conditions habituelles précédemment expliquées ([5]), est de 32,2; celui de production d'épithéliomas cutanés de 23,2. Ce qui conduit à attribuer au 10-chloro-1.2-benzanthracène un pouvoir cancérigène un peu inférieur à celui du 1.2.5.6-dibenzanthracène.

La toxicité du corps est relativement faible, car certains animaux ont supporté le traitement pendant plus d'un an. A l'autopsie de ces derniers, on a bien trouvé de fortes altérations du foie et de la rate (infiltration leucosique et amyloïdose); mais les capsules surrénales et les testicules étaient intacts.

2° Avec le 10-bromo-1.2-benzanthracène, l'épilation plus tardive (entre les 25e et 39e jours) n'a été que passagère. Le traitement a été continué pendant 6 mois sans qu'aucune prolifération cutanée ait été constatée. Tous les animaux sont morts sans avoir présenté de papillome après les délais suivants : 16, 25, 90, 133, 161, 294, 298, 304, 410 et 679 jours. Cependant, à l'autopsie de la souris ayant survécu 410 jours, on a trouvé un adénome pulmonaire.

Conclusions. — L'expérience confirme que la substitution en position 10 par un atome de chlore, sur le 1.2-benzanthracène, entraîne l'exaltation du pouvoir cancérigène, ainsi qu'on pouvait le prévoir. Le remplacement du chlore par le brome est sans effet à ce point de vue.

([4]) E. B. Barnett, J. W. Cook and H. H. Grainger, *J. Chem. Soc.*, 121, 1922, p. 2059.

([5]) A. Lacassagne, N. P. Buu-Hoï, J. Lecocq et G. Rudall, *Bull. Assoc. franç. Cancer*, 37, 1946, p. 48.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Effets de la carence en vitamine A sur le système génital mâle du Lapin.* Note de Mme **Marie-Louise Chevrel** et M. **Marcel Cormier**, présentée par M. Maurice Javillier.

La vitamine A, facteur de croissance, vitamine anti-xérophtalmique et anti-infectieuse, possède, en plus des actions que caractérisent ces dénominations, une action sur le système génital mâle. La disparition de l'axérophtol des rations détermine en effet des lésions testiculaires qui aboutissent à l'atrophie de l'organe et à la stérilité. De telles lésions ont été observées chez la Souris (Yamasaki, Wolff et Salter); chez le Rat (Giss, Wolbach et Howe, Simonnet, Guggisbert, Mason Moore et Marck); chez le Cobaye (Wolbach et Howe); chez les bestiaux (Guillebert).

Nos expériences ont porté sur le Lapin. Un lot de lapins pubères (de $2^k,070$ à $2^k,650$) a été soumis au régime Randoin-Simonnet. Ces animaux recevaient en plus 10 à 20^{mg} de tocophérol par jour.

Les signes extérieurs de la carence en A ne se sont manifestés que lorsque les animaux recevaient du tocophérol et, en particulier, c'est seulement dans ces conditions que nous avons pu provoquer l'apparition de la xérophtalmie et que la vitamine A a totalement disparu du foie et du sang. Avec un tel régime, la survie a été variable, atteignant jusqu'à 165 jours. Cependant quelques rares animaux sont morts avant d'avoir présenté des lésions de xérophtalmie. Il existait alors encore des traces de vitamine A dans leur foie. Mais la plupart des animaux ont présenté des lésions de xérophtalmie qui, d'une façon générale, sont apparues trois semaines avant leur mort.

Les lésions testiculaires ont été constantes. Elles peuvent apparaître avant que ne se manifestent les lésions oculaires, mais elles sont plus étendues et plus accusées chez les animaux atteints de xérophtalmie. Cependant il n'existe aucun parallélisme entre la gravité des lésions oculaires et l'intensité des lésions testiculaires. A l'autopsie les testicules sont atrophiés.

L'examen histologique révèle que l'atteinte testiculaire présente les différents stades lésionnels suivants :

1° Les spermatozoïdes seuls ont disparu. Les noyaux des spermatides présentent des lésions de chromatolyse irrégulière qui leur confère un aspect en bague.

2° Les spermatides disparaissent, les tubes ne sont plus limités que par des éléments dont les plus évolués sont des spermatocytes II.

3° Les spermatocytes II disparaissent à leur tour et les tubes atrophiés n'ont plus comme limite qu'une seule assise cellulaire.

Les éléments dégénérés tombent dans la lumière des tubes séminifères et sont éliminés par le *Rete Testis* dans les canaux épididymaires où ils forment des amas volumineux. Parmi les cellules dégénérées qui encombrent la

lumière des tubes séminifères et des canaux épididymaires, il existe des cellules géantes, éléments de 25 à 30$^{\mu}$ contenant de 10 à 20 noyaux dont la chromatine est en partie lysée. Ces lésions, comparables à celles qui sont décrites chez le Rat, ne peuvent se différencier histologiquement des lésions de carence en vitamine E.

Conclusion. — 1. Chez le Lapin, la carence vraie en vitamine A n'est obtenue par le régime Randoin-Simonnet que s'il est additionné de tocophérol.

2. Les lésions testiculaires sont constantes; leur apparition peut précéder celle de la xérophtalmie, leur intensité n'est pas parallèle à celles des lésions oculaires.

3. Les lésions testiculaires sont caractérisées par la dégénérescence des éléments les plus évolués de la ligne séminale avec chromatolyse des noyaux, formation de cellules géantes, exfoliation des éléments cellulaires dégénérés qui sont éliminés dans les canaux épididymaires.

4. Ces lésions sont histologiquement identiques à celles que détermine la carence en vitamine E.

PHARMACOLOGIE. — *Relations d'activité entre dérivés polyphosphoriques.* Note (*) de MM. **Léon Velluz, Robert Jequier** et **Cyrille Plotka**, transmise par M. Robert Courrier.

Nous avons décrit récemment l'ester triphosphorique de la thiamine ([1]). On citait, jusqu'ici, un seul triphosphate d'intérêt biologique, l'acide adénosine triphosphorique ou A. T. P, et, au titre de dérivé de la thiamine, un seul ester polyphosphorique, le pyrophosphate ou co-carboxylase. Il s'imposait de comparer à ces substances hautement actives le triphosphate de thiamine nouvellement obtenu, pour fixer, si possible, le rôle des structures.

Dans certaines conditions expérimentales, les particularités des molécules précédentes nous sont apparues à l'égard du cœur. On a remarqué, tout d'abord, la faible toxicité de l'acide thiamine triphosphorique, qui se vérifie avec l'A. T. P. et la co-carboxylase. L'injection intraveineuse ou intracardiaque de 10^{mg} par kilogramme ne détermine, chez le Lapin, qu'une légère hypotension. La dose léthale moyenne est de 0^{mg},16 par gramme chez la Souris ([2]).

Encore peu marquée sur le cœur de Lapin, *in situ*, et sur le cœur isolé de Grenouille, l'influence de l'acide thiamine triphosphorique (T. T. P.) devient très significative sur le cœur expérimentalement déprimé. Dans une première

(*) Séance du 19 mai 1948.

([1]) L. Velluz, G. Amiard et J. Bartos, *Comptes rendus*, 226, 148, p. 735.

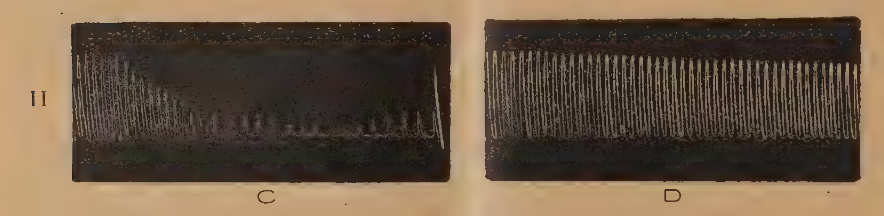
([2]) Dans toute cette étude nous avons utilisé des solutions de T. T. P. dans le sérum salé isotonique ou le Ringer neutralisées à pH 7,3.

série d'essais, nous avons noté que le T. T. P. abrégeait le temps d'arrêt du cœur isolé de Grenouille soumis à l'inhibition électrique, au chariot de Du Bois-Reymond. Le graphique I traduit ce phénomène. On notera, en particulier, la diminution et même la suppression totale de la bradycardie qui succède à l'arrêt de l'organe. La concentration active est de l'ordre de 10^{-5}. Or, l'action qu'exerce le T. T. P. sur une telle bradycardie, l'A. T. P. ne la manifeste pas.



A. — Inhibition du cœur par excitation électrique au chariot de Du Bois-Reymond pendant 6 secondes; distance du secondaire : 5 cm.

B. — La même excitation après application, pendant 40 minutes, de T. T. P. à la concentration de 10^{-5}.



C. — Action de 0,05 mg/cm³ de chlorure de potassium en plus de celui qui est présent normalement dans le Ringer.

D. — Action simultanée de la même dose de ClK et de T. T. P. à la concentration de 3.10^{-4} : en solution dans le Ringer.

Au taux de 10^{-4} à 10^{-5}, des effets du même ordre se remarquent sur un cœur rendu irrégulier par simple fatigue, par addition répétée d'acétylcholine ou encore par des excitations électriques multiples. Dans ce cas, le T. T. P. augmente l'amplitude des mouvements et régularise le rythme. Il exerce, en outre, une protection active du myocarde contre l'effet inhibiteur du potassium (graphique II). Il détermine aussi une forte augmentation du débit coronarien, de 30 à 100 %. Un parallélisme existe avec l'A. T. P., qui agit à doses encore plus faibles (10^{-6}), mais de façon fugace, tandis que le T. T. P. se distingue par un effet soutenu et persistant après lavage au liquide de Ringer.

La co-carboxylase est sans action notable sur la bradycardie. Elle ne s'oppose pas à la dépression potassique.

En bref, nous observons sur le cœur, d'une part, une activité caractéristique du T. T. P. et plusieurs propriétés communes au T. T. P. et à l'acide adé-

nosine triphosphorique; d'autre part, des divergences appréciables entre le triphosphate et le pyrophosphate de thiamine. L'intérêt de ce dernier fait tient à la preuve qu'il fournit de la spécificité des chaînes polyphosphoriques condensées à la vitamine B_1. La triphosphorylation de la thiamine pourrait ainsi engendrer un coenzyme de type nouveau, différent de la co-carboxylase de Neuberg.

PHARMACOLOGIE. — *Atrophie testiculaire dans l'intoxication chronique par la sulfadiazine associée à un régime pauvre en protéines. Action préventive de la méthionine.* Note (*) de MM. **Alexandre Aschkenasy**, **Guy-Jean Rolland** et **Claude Polonovski**, transmise par M. Robert Courrier.

Lors d'un travail d'ensemble entrepris pour étudier les effets protecteurs de la méthionine à l'égard de diverses lésions viscérales déterminées par les sulfamides, nous avons constaté que le sulfamide utilisé, la sulfadiazine, déterminait en régime hypoprotidique une atrophie des testicules, et que cette atrophie était prévenue par la méthionine.

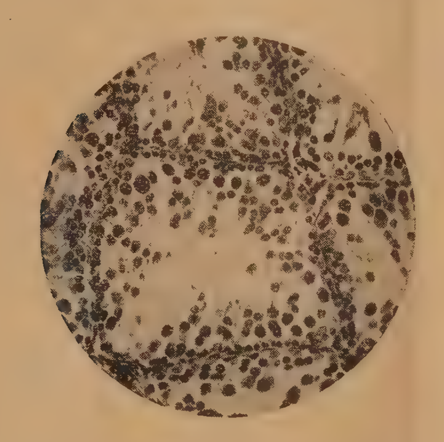


Fig. 1. — Tube séminifère d'un Rat ayant reçu de la sulfadiazine en régime hypoprotidique. (× 350.)

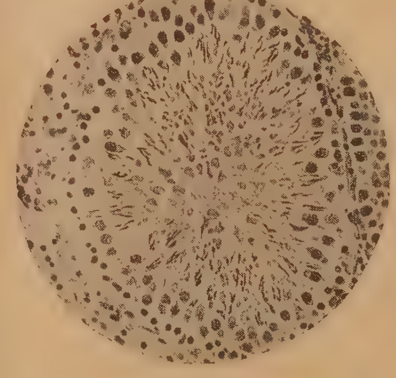


Fig. 2. — Tube séminifère d'un Rat ayant reçu en régime hypoprotidique de la sulfadiazine et de la méthionine. (× 350.)

L'action nocive des sulfamides sur la spermatogénèse a été signalée, il y a quelques années (Jaubert, Vigoni, 1938), mais elle a été contestée par d'autres auteurs (Levaditi, Palazzolli, 1938). Toutes ces études n'ont cependant porté que sur la paraaminophénylsulfamide et sur la sulfapyridine et non sur la sulfadiazine.

(*) Séance du 19 mai 1948.

Expérience. — Les conditions expérimentales sont celles de la Note précédente : les rats sont divisés en deux lots, l'un recevant un régime à 4 % de caséine + 0,4 % de sulfadiazine, l'autre de la sulfadiazine et un supplément de méthionine (0,3 %). L'expérience dure 102 jours. Chez les femelles, l'examen histologique ne révèle aucune différence entre les deux groupes. Chez les mâles, par contre, l'appareil génital est profondément altéré dans le groupe recevant de la sulfadiazine seule : les vésicules séminales sont atrophiées de même que les testicules.

Il n'en est plus du tout ainsi chez les rats recevant simultanément de la méthionine comme en témoigne le tableau ci-dessous :

	Poids		
	terminal de l'animal (g).	des deux testicules (g)	des testicules pour 100g de poids.
Sulfadiazine seule	102	0,451	0,442
	117	0,386	0,329
	99	0,622	0,628
» + méthionine	166	2,02	1,216
	176	2,30	1,307
	190	2,19	1,152

Alors que les testicules du premier groupe sont petits et rétractés, ceux des rats à la méthionine sont volumineux et turgescents.

L'examen histologique confirme ces données macroscopiques : dans le groupe à la sulfadiazine seule, les tubes séminifères présentent un épithélium germinatif profondément altéré et réduit souvent à une mince couche de spermatogonies et de spermatocytes. Certaines de ces cellules sont détachées dans la lumière du canal. On n'y décèle aucun spermatozoïde. Seules les cellules de Sertoli paraissent normales de même que le tissu interstitiel.

Dans le groupe à la sulfadiazine + méthionine, l'épithélium germinatif présente un aspect subnormal avec d'innombrables spermatozoïdes qui remplissent la lumière du canal ; seule une faible proportion des tubes séminifères accusent quelques altérations cellulaires et une diminution du nombre des spermatozoïdes.

L'action protectrice de la méthionine à l'égard de l'azoospermie paraît ainsi indiscutable. Il ne s'agit pas là d'une simple manifestation de l'action eutrophique générale propre à cet amino-acide, mais d'un pouvoir eutrophique spécifique à l'égard des glandes génitales mâles, car le poids *relatif* des testicules des rats à la méthionine est supérieur à celui des testicules du groupe à la sulfadiazine seule.

Des recherches en cours visent à vérifier si l'effet protecteur de la méthionine observé dans notre expérience relève de son pouvoir antagoniste à l'égard des sulfamides ou bien de son action anabolique, fixatrice d'azote, action dont on a montré l'importance dans tous les régimes qui sont carencés en protides.

BACTÉRIOLOGIE. — *La pourriture visqueuse de la Betterave gelée; l'agent producteur de la glucofructosane*, Phytobacterium vitrosum *n. sp.* Note (*) de Mlle **Berthe Delaporte** et M. **Henri Belval**, présentée par M. Joseph Magrou.

Nous avons déjà signalé que les betteraves tuées par le froid deviennent, lors du dégel, la proie de diverses bactéries produisant, aux dépens du saccharose, soit de la dextrane, soit une fructosane ([1]) due en particulier à *Phytomonas betæ-geletæ* ([2]), devenu *Pseudomonas betæ-gelatæ* ([3]), soit une glucofructosane ([4]) dont l'agent de production est une bactérie nouvelle que nous décrivons ici.

L'examen des cultures sur gélose sucrée montre de petits bâtonnets mesurant, à l'état frais, environs $0^{\mu},7$ à $0^{\mu},8 \times 2^{\mu}$ à 7^{μ}, isolés ou par 2 lorsque la culture a lieu au-dessous de 20°, ou en très longues chaînes (cultures à 20° et au-dessus). La plupart des bactéries sont immobiles, mais, dans les cultures à 16°, quelques-unes sont très activement mobiles, tournant comme une toupie ou avançant en frétillant. Les cultures à 10° ou 25° n'ont que de très rares bâtonnets mobiles. Les cellules sont hyalines, elles montrent quelquefois une condensation bipolaire plus chromophile du protoplasme; elles ne prennent pas le Gram, et, par cette technique, certaines bactéries montrent une capsule et un filament reliant deux cellules-sœurs. Dans les conditions de culture ordinaires nous n'avons observé ni globules lipidiques, ni glycogène, mais par contre 1 ou 2 corpuscules métachromatiques dans presque toutes les cellules. Nous n'avons jamais observé la formation de spores.

Cette bactérie porte 1 cil, parfois 2, attachés à un seul pôle.

Elle est aérobie stricte, poussant exclusivement à la surface de la gélose profonde.

Sur gélose ordinaire (bouillon de viande peptoné) à 25° elle pousse en une couche très mince, translucide, à peine visible; elle donne des colonies très petites, rondes, bombées, lisses, brillantes, translucides qui restent très petites.

Sur gélose au bouillon de haricot peptoné à 0,2 % et saccharosé à 10 %, les colonies sont rondes, épaisses, bombées, brillantes, vitreuses, presque complètement transparentes et deviennent assez grandes et très coulantes.

(*) Séance du 24 mai 1948.

([1]) *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 854; H. Belval et B. Delaporte, *ibid.*, 221, 1945, p. 592.

([2]) B. Delaporte et H. Belval, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1011.

([3]) Le terme générique *Phytomonas* ayant été supprimé pour homonymie, Magrou et Prévot ont reclassé les bactéries phytopathogènes; l'espèce *betæ-gelatæ* doit maintenant être rattachée au genre *Pseudomonas*.

([4]) H. Belval et B. Delaporte, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 847.

Sur ce même milieu incliné en tube, la culture est épaisse, vitreuse, lisse, brillante, transparente, et coule rapidement au fond du tube où elle forme une masse vitreuse, transparente, visqueuse, avec un dépôt opaque rose pâle.

Cette bactérie ne forme pas de pigment.

Le bouillon ordinaire, ensemencé et mis à l'étuve à 25° est à peine troublé, il se forme des ondes moirées et un dépôt presque nul; après six jours le bouillon redevient clair. La gélatine n'est pas liquéfiée, la bactérie pousse en petits grains le long de la piqûre. Le lait n'est ni coagulé, ni peptonisé; il est acidifié (pH 5).

La bactérie ne produit ni indol, ni hydrogène sulfuré; elle ne réduit pas les nitrates en nitrites; elle ne forme ni acétylméthylcarbinol, ni 2.3-butylène glycol dans les conditions habituelles de culture (par exemple quatre jours avec 3 à 4 % de glucose). Cependant après dix jours de culture avec 12 % de saccharose (et non de glucose) on trouve un peu d'acétylméthylcarbinol. Elle n'est pas protéolytique.

Sur pomme de terre ordinaire la culture est nulle ou presque, mais sur pomme de terre glycérinée elle est peu abondante, mince, crémeuse, brillante, de couleur crème. Sur tranche de betterave stérile la culture est abondante, vitreuse, visqueuse, très coulante.

Cette bactérie fait fermenter de nombreux glucides en acidifiant le milieu : glucose, galactose, fructose, lactose, maltose, saccharose, raffinose, gentianose, stachyose, verbascose et donne en outre de la glucofructosane avec ces cinq derniers holosides qui seuls renferment une molécule de fructofuranose en fin de chaîne. Parmi les polyols le glycérol, la mannite et la sorbite ne sont pas touchés. L'amidon n'est pas hydrolysé. La production d'acide n'est quelquefois décelée qu'après une dizaine de jours de culture sur milieux très sucrés (10 à 13 %).

La phénosafranine n'est pas réduite.

Outre le CO_2 ce microbe ne produit, en fait d'acide, que de l'acide lactique.

La température optimum pour la croissance est vers 25°, cependant à 10° ou 15° la culture est presque aussi rapide; à 35° la culture a lieu en granules vitreux et ne coule pas, et l'on y observe des formes d'involution très nombreuses.

A cette bactérie non encore décrite, nous proposons de donner le nom de *Phytobacterium vitrosum*. Nous pensons que, bien qu'elle ne soit pas pathogène au sens strict du terme, elle doit être placée dans ce genre *Phytobacterium* récemment défini ([5]), car elle cause la pourriture des Betteraves tuées par le gel.

([5]) J. Magrou et A. R. Prévot, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1229.

IMMUNOLOGIE. — *Sur la formation et les propriétés des anticorps correspondant aux molécules organiques de faible poids moléculaire.* Note (*) de M. **Jean Loiseleur**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'expérimentation sur le Lapin permet de préciser les conditions de formation et les propriétés des anticorps correspondant aux molécules organiques de faible poids moléculaire ([1]).

1. Il n'existe aucune limite inférieure pour le poids moléculaire de l'antigène, puisque l'éthanol constitue déjà un antigène remarquable. D'autre part, la valeur antigénique est indépendante de la présence de l'azote dans la molécule.

2. D'une façon générale, le poids total d'antigène mis en œuvre dans la préparation de l'animal est plus important que la durée pendant laquelle cet antigène exerce son action.

A côté de la méthode, déjà proposée ([2]), d'inondation continue de l'organisme par 2 à 4 injections intramusculaires quotidiennes administrées pendant 10 à 20 jours, deux méthodes nouvelles permettent la préparation des animaux : *a*. l'injection discontinue (7 injections en 15 jours) d'une forme insoluble de l'antigène, le tartrate de calcium par exemple, en respectant la chronologie en usage pour les antigènes protéidiques; *b*. l'administration massive d'antigène par 10 injections intramusculaires pendant une durée de 4 heures.

Ces trois techniques aboutissent, chacune, à la même formation d'anticorps spécifiques, apparaissant 2 à 4 jours après la dernière injection préparante et persistant pendant quelques jours. Dans aucun cas, la production de l'anticorps n'est influencée par l'injection parallèle des produits de la lyse pancréatique du sérum de Lapin ou de sa γ-globuline. Il est encore à noter que ni l'augmentation indéfinie du poids injecté d'antigène ni celle de la durée de la préparation n'entraînent une augmentation correspondante du taux de l'anticorps : ce taux semble atteindre une limite qui ne peut être dépassée.

3. Il est possible de préparer un même animal avec deux antigènes de polarités inverses : phtalate de K + *p*-phénylènediamine, salicylate de Na + éthylamine, etc. Le pouvoir floculant du sérum, exceptionnel quand l'animal est préparé avec un seul antigène, apparaît alors d'une façon plus fréquente : par exemple, le sérum du Lapin préparé par le couple acétate Na + éthylamine manifeste une opalescence marquée en présence de l'un ou de l'autre de ces antigènes; cette opalescence peut aboutir à une floculation importante après

(*) Séance du 19 mai 1948.

([1]) Le protocole détaillé de ces expériences sera publié dans les *Annales de l'Institut Pasteur*.

([2]) J. Loiseleur, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 159, 491, 978 et 1013.

quelques heures à l'étuve à 50°. Fait remarquable : la floculation reste localisée dans les zones d'équivalence indiquées par l'épreuve de viscosité, ce qui confirme les indications données jusqu'à maintenant par les seuls tests physico-chimiques (l'augmentation de la viscosité et l'abaissement de l'indice réfractométrique).

4. La γ-globuline (précipitée à deux reprises par $SO_4(NH_4)^2$ au tiers de la saturation et purifiée par dialyse sur NaCl à 7 ‰ et à pH 7,4) renferme la totalité de l'anticorps. Consécutivement à l'élimination de la masse des éléments inactifs du sérum, les écarts spécifiques enregistrés par l'épreuve de viscosité prennent maintenant une ampleur considérable (augmentation de 10 à 22 % dans la zone d'équivalence), accompagnés d'une façon presque constante par l'opacification et la floculation.

En résumé, les anticorps correspondant aux molécules organiques de faible poids moléculaires sont étroitement superposables à ceux des antigènes protéidiques. La petite taille de l'antigène entraîne seulement une chronologie particulière pour le mode de préparation de l'animal et la durée de persistance de l'anticorps.

CHIRURGIE. — *Exploration chirurgicale des cavités du cœur gauche avec circulation coronaro-encéphalique artificielle chez le Chien.* Note de M. **Jean Kunlin**, présentée par M. René Leriche.

En suite à la Note communiquée à l'Académie le 26 janvier 1948 sur l'auto-perfusion cardio-encéphalique pour opération sur les cavités cardiaques, nos recherches ont été poursuivies et l'appareil très perfectionné. L'expérience a montré la multiplicité des éléments à surveiller. Mais dans l'état actuel, il semble que l'on touche au but expérimental. Voici la relation d'une récente expérience au cours de laquelle on a fait intervenir un facteur nouveau : la novocaïnisation intracardiaque pour lutter contre la fibrillation.

Chienne n° **123**, 9^{kg}, *d'âge moyen. Thoracotomie gauche dans le quatrième espace intercostal.* — Après novocaïnisation du pédicule vasculaire de la base du cœur et dn péricarde, libération de l'artère pulmonaire en vue de passer un lien autour de sa base. Le cœur s'accélère considérablement malgré des périodes de repos pendant lesquelles on fait de l'hyperventilation pulmonaire. Les battements deviennent si rapides qu'ils dépassent le rythme de 180/min. Subitement, les oreillettes se mettent à fibriller. Les ventricules ébauchent également de la fibrillation, mais quelques secondes plus tard, ce danger semble écarté et une arythmie s'installe. Les oreillettes se régularisent un peu, leurs contractions réapparaissent associées à des mouvements de fibrillation, et il y a finalement environ deux battements auriculaires pour un battement ventriculaire. Cette arythmie du type sinusal, faisant suite à l'anarchie complète, s'est installée en 1 à 2 minutes. Mais la tachycardie reste très élevée. On a l'impression que le cœur va d'un moment à l'autre se mettre en fibrillation complète. Mais aucun changement ne survient. La ventilation artificielle est excellente. A aucun moment le sang n'a été noir. Il n'y a d'ailleurs pas de contractions du diaphragme.

On injecte alors très lentement de la novocaïne à 1% dans le ventricule droit. Le cœur petit à petit se calme, son rythme se ralentit au fur et à mesure que l'injection progresse. il se régularise. L'arythmie a tendance à disparaître. Lorsque le cœur, qui continue de ralentir, bat à 110 à la minute, on retire l'aiguille du ventricule droit. On avait injecté 3^{cm^3} de novocaïne à 1% en une minute.

Les oreillettes ont des périodes de contractions régulières alternant avec des phases d'irrégularités. Progressivement, en deux ou trois minutes le rythme cardiaque ainsi que les contractions sont devenues tout à fait normaux. On peut continuer l'opération.

On injecte l'héparine. On ponctionne le tronc brachio-céphalique gauche en direction de l'aorte, puis le ventricule droit. La pression artérielle est à 9. L'oxygénateur est mis en marche et un clamp est placé sur l'artère pulmonaire. (L'aorte descendante a été clampée auparavant en aval du tronc brachio- céphalique gauche.)

On incise alors la face antérieure du ventricule gauche dans une zone avasculaire. La paroi ventriculaire a 2^{cm} d'épaisseur. Elle saigne un peu. La cavité ventriculaire ne saigne pas; elle est à sec. Il est curieux de voir se contracter régulièrement cette cavité ventriculaire vide de sang. L'incision a 4^{cm} de long.

On suture la brèche ventriculaire par un surjet double. Avant de le terminer on desserre un peu l'artère pulmonaire, le sang gicle entre les fils, chassant l'air encore contenu dans la cavité ventriculaire. On est obligé de serrer à nouveau l'artère pulmonaire afin de parfaire l'étanchéité de la suture.

Finalement on enlève le fil entourant l'artère pulmonaire et l'on arrête l'oxygénateur. Le cœur, qui avait ralenti tout au cours de la ventriculotomie, ralentissement habituel à la perfusion coronarienne, passe sans aucune réaction anormale de la circulation artificielle à la circulation normale. Il s'accélère jusqu'à 148/min. La circulation artificielle a duré 13 minutes.

A la 15e minute on enlève progressivement le clamp aortique. On injecte le reste de sang contenu dans l'oxygénateur.

La tension artérielle est à 7.

On enlève les aiguilles. On met un point en X sur le ventricule droit et on ligature le tronc brachio-céphalique gauche.

Il y a un suintement sanguin diffus, capillaire, dans la cavité pleurale et dans la zone opératoire, dû aux fortes doses d'héparine.

Après la fermeture du thorax le pouls fémoral est bien senti. Il bat à 156/min. La respiration spontanée se fait au rythme de 32/min.

Le chien a uriné sur la table d'opération et a eu une petite selle rosée.

Les réflexes des pattes sont normaux.

On injecte de la pénicilline intrathoracique et intramusculaire, cette dernière mélangée à du Subtosan-retard.

Une demi-heure après la fin de l'opération, la respiration est régulière à 28/min. Par contre le pouls s'est accéléré et bat à 168.

Le chien est trouvé mort le lendemain matin, par hémorragie héparinique.

Il a beaucoup de sang dans sa cavité thoracique. Le cœur ne présente rien d'anormal à part une pâleur due à l'anémie.

La suture est en parfait état, tant à l'extérieur qu'à l'intérieur de la cavité cardiaque.

Cette observation a un double intérêt :

1° Faisant suite à nos expériences sur la perfusion coronaro-encéphalique, elle montre que l'on pourra ouvrir avec une sécurité suffisante les cavités du cœur pour y pratiquer des interventions sur les valvules et les parois cardiaques.

2° L'effet régularisateur de la novocaïne sur la fibrillation auriculaire et sur l'arythmie du cœur a été très spectaculaire et prend la valeur d'une véritable démonstration expérimentale.

Ceci confirme les observations déjà faites par quelques physiologistes ou anesthésistes (Hermann et Jourdan, Shon et Simon, Wiggers et Wegria, Burstein).

Il peut y avoir là une utile méthode thérapeutique.

Le chien est mort d'hémorragie héparinique. Désormais, en pareil cas nous emploierons le sulfate de protamine qui, par voie intraveineuse ramène instantanément le temps de coagulation à la normale.

A 16h15m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h30m.

L. B.

ERRATA.

(Séance du 26 avril 1948.)

Note de M. *Jean Bricard*, Sur l'équilibre ionique de la basse atmosphère :

Page 1536, 1re formule, *au lieu de*

$$4\pi r^2\left(D\frac{dn_1}{dr}+\frac{dU}{dr}Kn_1\right)=\text{const.},$$

lire

$$4\pi r^2\left(D\frac{dn_1}{dr}+\frac{dU}{dr}Kn_1\right)=\text{const.};$$

Page 1536, 2e formule, *au lieu de*

$$\frac{dU}{dr}=-\varepsilon\left(\frac{r}{r^2}+\frac{a}{r^3}-\frac{ar}{(r^2-a^2)^2}\right),$$

lire

$$\frac{dU}{dr}=-\varepsilon\left(\frac{p}{r^2}+\frac{a}{r^3}-\frac{ar}{(r^2-a^2)^2}\right).$$

Page 1537, 2e formule, *au lieu de* $\frac{I(\eta, p)}{I(\eta, -p)}$, *lire* $\frac{I(\eta, p)}{I[\eta, -(p+1)]}$.